

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Физический факультет

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)
№ 8**

Москва
2001

Физические проблемы экологии N8

Под редакцией В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева
2001. 000 п. л.

Сборник научных трудов третьей Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (экологическая физика)». Рассмотрены вопросы экологии околоземного пространства и верхних слоев атмосферы, экологические проблемы гидросферы, физические методы и средства мониторинга природных сред, воздействие физических факторов на биологические объекты.

Для специалистов, работающих в области физических проблем экологии, студентов и аспирантов, изучающих экологическую физику.

Издание осуществлено благодаря финансовой поддержке ФЦП «Интеграция» - проекты 2.1-304, P0029.

Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”

22 –24 мая 2001 г. на физическом факультете МГУ прошла Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии

(Экологическая физика)». Конференция была организована физическим факультетом МГУ, Институтом проблем механики РАН, Пущинским научным центром РАН при поддержке Министерства образования РФ, Минпромнауки РФ, РФФИ, ФЦП «Интеграция».

На конференции было представлено 400 докладов, число участников (докладчиков) составило около 800 человек, число гостей - более 200 человек. Хотя конференция носит статус Всероссийской, по сути, она была Всесоюзной, так как в ее работе приняли участие научные работники и преподаватели из ряда стран СНГ, зарубежные гости. Очень широка география участников конференции: тезисы докладов поступили с Сахалина, Алтая, Урала, Украины, Армении; из Владивостока, Иркутска, Новосибирска, Волгограда, Петрозаводска, Петербурга, Калининграда, Львова, Еревана и многих других регионов и городов. Конференция вызвала большой интерес среди ученых-физиков: на приглашение откликнулись сотрудники десятков НИИ РАН, более 50 вузов, другие организации. В работе конференции активное участие приняли сотрудники нескольких факультетов МГУ: географического, биологического, геологического, ВМК, мехмата и другие. Это подчеркивает междисциплинарный характер конференции.

С приветствием к участникам конференции обратились ректор Московского университета академик, сопредседатель Программного комитета конференции В.А. Садовничий и декан физического факультета, сопредседатель Программного комитета конференции В.И. Трухин. Ректор МГУ В. А Садовничий отметил важную роль, которую играет Московский университет в развитии экологического образования, координации экологических исследований в стране.

Работа конференции проходила на Пленарном заседании и в 7 секциях:

Секция 1. Экология околоземного космического пространства и атмосферы

Секция 2. Физические проблемы экологии гидросферы

Секция 3. Экологические проблемы физики Земли

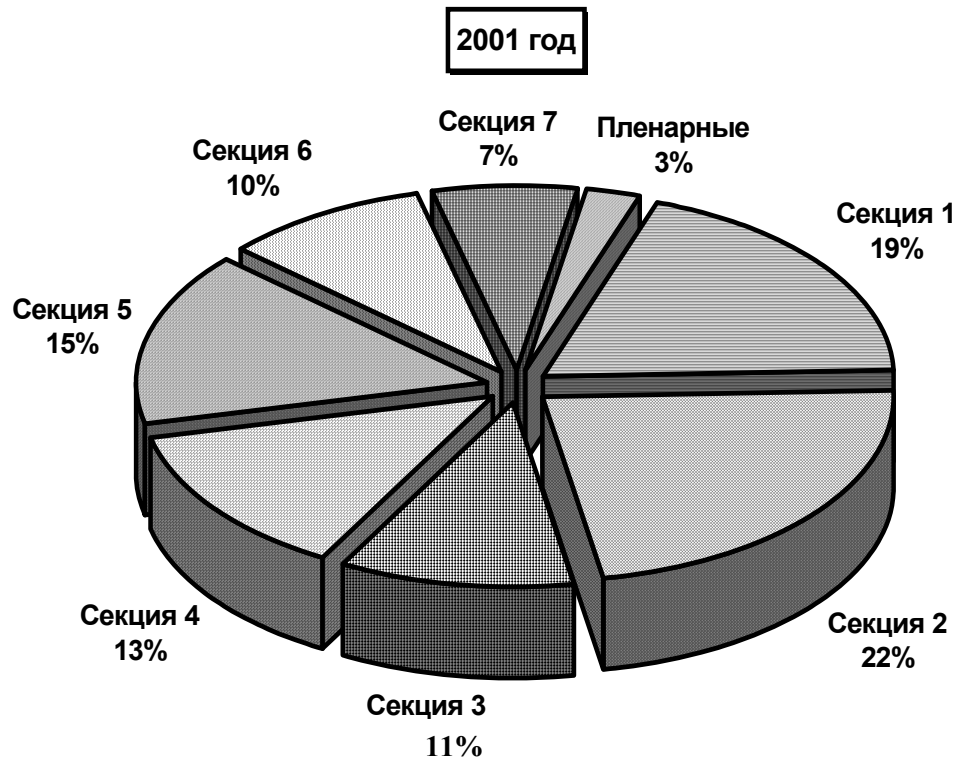
Секция 4. Биофизическая экология

Секция 5. Физические методы мониторинга природных сред

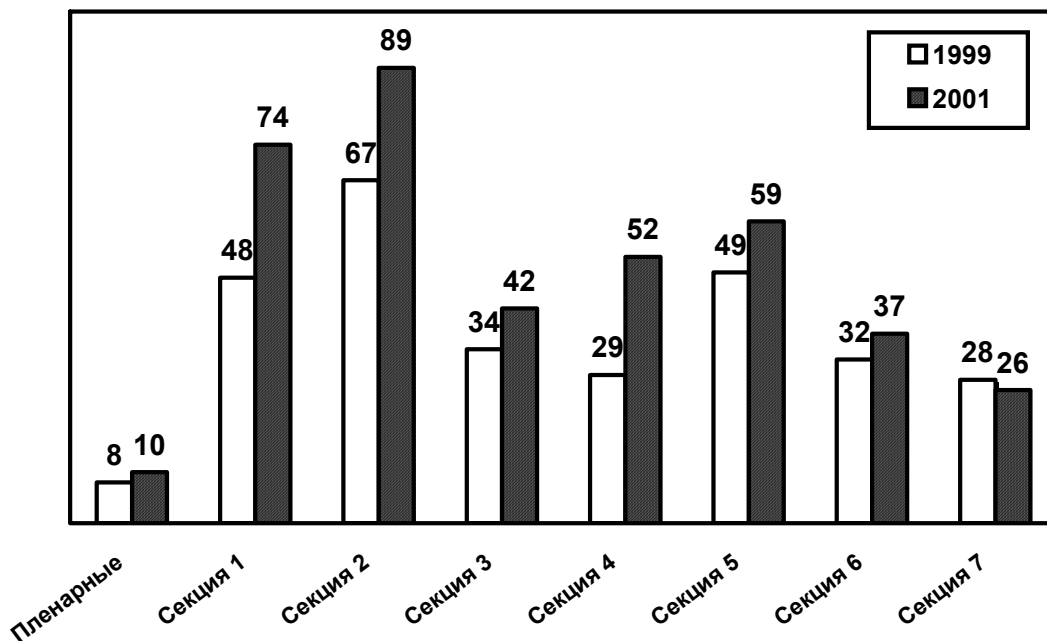
Секция 6. Прикладные аспекты экологической физики

Секция 7. Вопросы экологического образования.

Распределение докладов по секциям приведено ниже.



Работа предыдущей конференции (второй) в 1999 г. проходила по этим же секциям. Анализ докладов первой конференции в 1997 г. показал, что подобное распределение было и на ней. Приведенный ниже рисунок свидетельствует о росте числа докладов практически по всем направлениям и об устоявшемся соотношении между научными направлениями конференции.



По мнению организаторов конференции, все физические и геофизические процессы, влияющие на функционирование экосистем и

биосферы в целом, могут быть отнесены к области физических проблем экологии. В соответствии с таким представлением тематика сообщений была очень обширной - она охватывала физические явления от процессов в галактике и околоземном пространстве до молекулярного уровня. Важной чертой конференции явился ее междисциплинарный характер.

В решении конференции отмечена необходимость регулярного проведения таких конференций в дальнейшем и важность расширения экологической компоненты образования, в частности, физиков.

Труды Первой и Второй Всероссийских конференций “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” были опубликованы в специальном выпуске журнала «Вестник Московского университета, серия 3: физика, астрономия», N4, 1998 и в пяти сборниках “Физическая экология (Физические проблемы экологии)” N1-5, Москва, МГУ, физический факультет, 1998, 1999 г.

Настоящий сборник “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” N6 открывает публикацию трудов Третьей Всероссийской конференции “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”.

Ответственные редакторы

профессор В.И. Трухин
профессор Ю.А. Пирогов
профессор К.В. Показеев

РЕШЕНИЕ ТРЕТЬЕЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)»

22 –24 мая 2001 г. на физическом факультете МГУ прошла Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”. Конференция была организована физическим факультетом МГУ, Институтом проблем механики РАН, Пущинским научным центром РАН при поддержке Министерства образования РФ, Минпромнауки РФ, РФФИ, ФЦП «Интеграция».

Конференция вызвала большой интерес среди ученых-физиков: на приглашение откликнулись сотрудники десятков НИИ РАН, более 50 вузов, другие организации. В работе конференции активное участие приняли сотрудники нескольких факультетов МГУ: географического, биологического, геологического, ВМК, мехмата и другие. Очень широка география участников конференции: тезисы докладов поступили с Сахалина, Алтая, Урала; из Владивостока, Иркутска, Новосибирска, Волгограда, Петрозаводска, Петербурга, Калининграда и многих других регионов и городов, из стран СНГ.

Работа конференции проходила на Пленарном заседании и в 7 секциях:

- Экология околоземного космического пространства и атмосферы
- Физические проблемы экологии гидросферы
- Экологические проблемы физики Земли
- Биофизическая экология
- Физические методы мониторинга природных сред
- Прикладные аспекты экологической физики
- Вопросы экологического образования

На конференции было представлено 400 докладов, число участников (докладчиков) составило около 800 человек, число гостей - более 200 человек. Для всех секций характерен рост числа докладов, отражающих фундаментальные исследования, имеющие практическую направленность.

К началу конференции физический факультет издал труды предшествующей конференции, учебное пособие «Введение в экологическую геофизику» (авторы В.И. Трухин, К.В. Показеев, В.Е. Куницын, А.А. Шрейдер). Совместными усилиями Тверского государственного университета и Московского университета им. М.В. Ломоносова развернут новый экологический полигон «Волговерховье», основной целью создания полигона является экологический контроль территории

главного водораздела Русской равнины у истоков крупнейших европейских рек – Волги, Днепра, Западной Двины. В Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова создан Совет по экологии. Практически все решения предшествующей конференции выполнены.

Участники конференции отмечают актуальность и своевременность проведения широкого научного обсуждения проблем экологической физики. Анализ материалов конференции показывает, что в сфере экологических проблем существует обширная область, в решении задач которой физики должны принимать активное участие.

Успешной работе конференции способствовала большая предварительная работа Программного комитета, сотрудников лаборатории экологических проблем геофизики, помощь администрации, инженерно-технических и учебных служб физического факультета, четкая работа Рабочей группы.

Конференция постановила: продолжить регулярное проведение конференций по физическим проблемам экологии, расширить экологическую компоненту образования при подготовке студентов, в частности студентов-физиков, шире оповещать научную общественность о мероприятиях в области экологической физики, проводимых физическим факультетом, просить физический факультет МГУ продолжить разработку программы по экологическому обучению студентов физических специальностей, просить физический факультет МГУ выступить с инициативой проведения следующей конференции по экологической физике в 2004г., просить физический факультет МГУ организовать издание избранных трудов конференции.

Сопредседатель Программного
комитета конференции
ректор МГУ
академик

В.А. Садовничий

Сопредседатель Программного
комитета конференции
декан физического факультета
профессор

В.И. Трухин

Ученый секретарь Программного
комитета конференции
профессор

К.В. Показеев

СЕКЦИЯ 1
**ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ**

УДК 537.52.77; 502.614.7

**РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА
ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА НИЖНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ**

Китай Ш.Д., Наумов А.П., Ошарина Н.Н., Троицкий А.В.

НИРФИ Минобразования РФ, г. Нижний Новгород

На основе рассмотрения физических механизмов формирования и переноса радиоизлучения в нижних слоях атмосферы, а также анализа элементной базы в микроволновом диапазоне волн сделаны выводы о возможностях разработки и параметрах наземной радиометрической системы мониторинга газового загрязнения атмосферы.

1. Введение. При разработке систем экологического мониторинга наиболее важных для жизнедеятельности человека нижних слоев атмосферы, как среды обитания, существенным является согласование технических возможностей этих систем с потребностями контроля именно тех ингредиентов, которые приводят к экологически обусловленным изменениям в состоянии здоровья населения. Особая роль среди факторов экологического риска принадлежит загрязнению атмосферного воздуха, обусловленному отходами энергетики, машиностроения, стройиндустрии, транспорта и т.п. [1]. С учетом объемов выбросов в атмосферу и их токсичности обязательному контролю в городах подлежат более 30 ингредиентов, однако для характеристики среднего уровня загрязнения используют обычно 5 приоритетных веществ, отличающихся наиболее опасным воздействием на человека. В число контролируемых в городах содержаний малых газовых составляющих (МГС) входят окиси азота, углерода, сернистый ангидрид, сероводород и некоторые другие компоненты.

Дистанционные радиофизические методы экологического мониторинга атмосферы по особенностям характеристик ее собственного радиоизлучения в резонансных областях примесных газов микроволнового диапазона открывают новые возможности решения проблемы в связи с высокой чувствительностью радиометров к малым относительным содержаниям примесных компонент [2-4] и дополняют соответствующие методы ИК и оптического диапазонов.

2. Теоретические аспекты радиометрического экологического мониторинга атмосферы. Физические основы радиометрического

мониторинга МГС и-ложены в [4]. Здесь мы лишь кратко напомним, что взаимодействие микроволнового излучения с молекулами примесных газов имеет квантовую природу и описывается методами квантовой механики. На микроволновый диапазон приходится, в основном, вращательные спектры молекул. При измерениях собственного излучения атмосферы на ряде частот вблизи молекулярных резонансов можно получать информацию о качественном составе атмосферы, а по величине интенсивности на резонансных частотах, которая в микроволновом диапазоне обычно выражается в приближении Рэлея-Джин-са через яркостную температуру, можно судить и о количественном содержании того или иного газа в атмосфере. К настоящему времени уже проведены натурные радиометрические измерения содержания аммиака [5] и сернистого ангидрида [6] в производственных выбросах. Следует, однако, отметить, что мониторинг каждой МГС атмосферы имеет свою методическую специфику и особенности инструментальной реализации. Это связано с физическими особенностями спектров излучения МГС, с различной степенью обеспеченности элементной базы в микроволновом диапазоне и техническими возможностями реализации соответствующих схем приема, регистрации и анализа сигналов.

В статье приведены результаты комплексных теоретических исследований условий дистанционной диагностики наиболее распространенных МГС атмосферы, основанных на одновременном анализе физических характеристик их излучения в микроволновом диапазоне и количественной меры информации Шеннона. На основе анализа общих закономерностей переноса атмосферной радиации и состояния элементной базы в микроволновом диапазоне сформулированы рекомендации к инструментальной реализации радиометрической системы микроволнового мониторинга загрязнения нижней атмосферы.

В последние годы были выполнены оценки ряда параметров радиометрической системы экологического мониторинга МГС, которая может быть разработана на основе пассивных микроволновых технологий. К числу таких параметров относятся оптимальные резонансные частоты и углы зондирования, а также нижние пределы загрязнения, физически доступные для измерений с помощью исследуемых методов. В таблице 1 содержится перечень исследованных газовых примесей, оптимальные частоты дистанционного зондирования (ДЗ) и минимально обнаружимые относительные концентрации МГС f_{i1} , f_{i2} в летних условиях. В зимний период года условия диагностики загрязняющих примесей улучшаются. Величины концентраций определены из условия равенства контрастов (в линии МГС и на склонах линии, где вклад МГС в радиоизлучение атмосферы уже мал) яркостных температур 0,1 К при наблюдении в

зенитном направлении. Подобные контрасты измеримы в настоящее время с помощью специальных радиометрических методик (см., например, [2]).

Таблица 1

Газ	Резонансные частоты, ГГц	f_{i1}	f_{i2}
ClO	130,0 278,6	$1,1 \cdot 10^{-6}$ $2,2 \cdot 10^{-7}$	$3,7 \cdot 10^{-7}$ $8,3 \cdot 10^{-8}$
CO	115,3 230,5	$1,0 \cdot 10^{-4}$ $3,3 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$ $7,1 \cdot 10^{-6}$
N ₂ O	150,7 276,3	$3,3 \cdot 10^{-5}$ $7,7 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$ $3,4 \cdot 10^{-6}$
NO	150,5 250,5	$5,0 \cdot 10^{-5}$ $1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$ $4,2 \cdot 10^{-6}$
NO ₂	98,0 156,2 277,9	$5,0 \cdot 10^{-5}$ $3,3 \cdot 10^{-5}$ $1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$ $7,7 \cdot 10^{-6}$ $2,3 \cdot 10^{-6}$
COS	146,0 279,7	$1,7 \cdot 10^{-6}$ $3,6 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$ $2,0 \cdot 10^{-7}$
H ₂ CO	140,8 291,4	$1,1 \cdot 10^{-6}$ $2,2 \cdot 10^{-7}$	$3,1 \cdot 10^{-7}$ $7,1 \cdot 10^{-8}$
HNO ₃	143,7 294,3	$4,2 \cdot 10^{-7}$ $8,6 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$ $5,2 \cdot 10^{-8}$
H ₂ O ₂	91,4 251,9	$1,7 \cdot 10^{-6}$ $3,3 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$ $4,0 \cdot 10^{-7}$
SO ₂	130,9 282,3	$9,1 \cdot 10^{-7}$ $1,8 \cdot 10^{-7}$	$5,3 \cdot 10^{-7}$ $1,1 \cdot 10^{-7}$
HOCl	98,1 291,3	$3,3 \cdot 10^{-6}$ $6,7 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$ $3,8 \cdot 10^{-7}$
HCN	88,6 265,9	$3,8 \cdot 10^{-7}$ $8,0 \cdot 10^{-8}$	$9,7 \cdot 10^{-8}$ $2,5 \cdot 10^{-8}$
NH ₃	24,0	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$
H ₂ S	168,9	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-7}$

Считалось, что газовые примеси с концентрациями f_{i1} , f_{i2} равномерно перемешаны в слоях соответственно 100 - 200 м и 0 - 500 м. Для сравнения укажем, что предельно допустимые концентрации (ПДК) разовые для NH₃ составляют $2,8 \cdot 10^{-7}$, для SO₂ – $1,9 \cdot 10^{-7}$, для HNO₃ – $1,5 \cdot 10^{-7}$.

Таким образом, для ряда газовых примесей чувствительность радиометрического метода сопоставима с ПДК разовым. Некоторые же газы могут быть диагностированы только при содержаниях, превышающих

ПДК на 2 порядка. Создание радиометрической системы экологического мониторинга прежде всего оправдано для диагностики-ки содержаний МГС, сопоставимых с ПДК. Во втором случае речь может идти о контроле за содержанием антропогенных газов непосредственно в производственных выб-росах. Далее выполнен физический анализ одной из важнейших характеристик радиометрического мониторинга МГС – спектрального контраста яркостных температур в резонансных областях примесей:

$$\Delta T_i = T_{я} - T_{Ая}, \quad (1)$$

Здесь яркостная температура атмосферы при наличии соответствующей газовой компоненты (наблюдения с поверхности Земли):

$$T_{я} = \int_0^H T(l) \gamma_A(l) \cdot \exp\left[-\int_0^l \gamma_A(l') dl'\right] dl, \quad (2)$$

$\gamma_A = \gamma_{\phi} + \gamma_i$, $T(l)$ - распределение температуры по лучу антенны. Фоновое значение яркостной температуры $T_{Ая}$ получается из (2) при значении коэффициента поглощения i -ой газовой компоненты $\gamma_i = 0$, т.е. соответствует такой рабочей частоте (или при фиксированной частоте такому направлению ДЗ), при которых вклад соответствующей примесной компоненты является пренебрежимо малым. В ясную погоду $\gamma_{\phi} = \gamma_{O_2} + \gamma_{вп}$, где γ_{O_2} и $\gamma_{вп}$ – соответственно коэффициенты молекулярного поглощения кислорода и водяного пара.

В качестве примера на рис. 1, 2 приведены контрасты ΔT_i для резонансных областей, расположенных вблизи оптимальных частот ДЗ (см. табл. 1) для окиси азота (NO) и серы (SO₂). Молекулы указанных газов

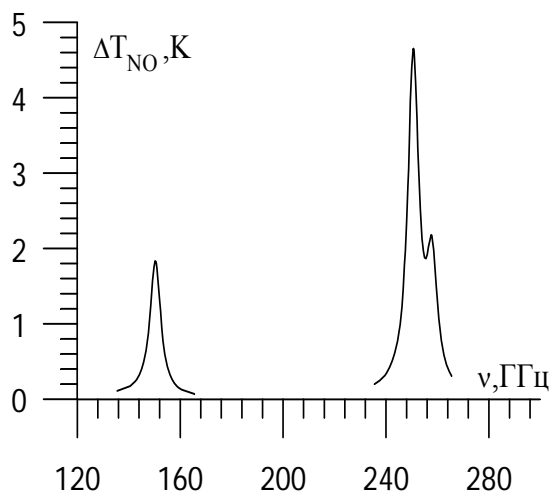


Рис. 1

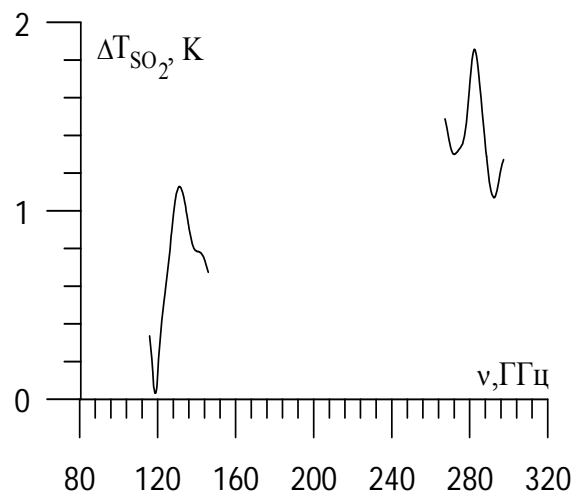


Рис. 2

представляют собой различные типы молекул : линейная молекула NO и асимметричный волчок SO₂ .

Величины ΔT_i , приведенные на рис. 1, 2, получены для толщины загрязняющего слоя $\Delta h \approx 100$ м, расположенного на высотах от 100 м до 200 м. Контрасты для окисла азота вычислены при относительной концентрации $f_1=10^{-3}$. Контрасты для сернистого ангидрида получены для $f_1= 10^{-5}$. Спектральные зависимости контрастов для некото-рых МГС имеют достаточно простой вид (N₂O, H₂S), для других компонент эти зависимости усложнены тонкой структурой (например, Λ- удвоение в линии 250,6 ГГц спектра NO) либо перекрытием спектральных линий и полос (NO₂, SO₂).

Другой подход к оптимизации условий ДЗ метеопараметров атмосферы основан, как отмечалось выше, на анализе количества информации по Шеннону. Суть ме-тода информации по Шеннону в применении к микроволновому диапазону состоит в максимизации количества информации $I(X, T_я)$, содержащейся в нормальном m -мер-ном векторе яркостных температур $T_я$ относительно другого n -мерного нормального случайного вектора метеорологических или экологических параметров X . Согласно [7] это количество информации можно записать в виде:

$$I(X, T_я) = \frac{1}{2} \log \frac{\det B_{xx} \det B_{T_я T_я}}{\det B_{x T_я}}, \quad (3)$$

где B_{xx} – матрица ковариаций вектора X , $B_{T_я T_я}$ – матрица ковариаций вектора яркостной температуры $T_я$, $B_{x T_я}$ – матрица ковариаций совместного вектора $(X, T_я)$. Все матрицы B_{xx} , $B_{x T_я}$, $B_{T_я T_я}$ предполагаются невырожденными.

В связи с недостатком достоверной информации о высотных распределениях газовых примесей для построения соответствующих ковариационных матриц B_{xx} (см. (3)) была использована методика моделирования априорного ансамбля данных [8]. Оценки подтвердили информационную ценность измерений яркостных температур в некоторых наиболее сильных линиях МГС рассмотренного диапазона и позволили получить дополнительное обоснование для выбора оптимальных условий ДЗ примесных газов с поверхности Земли.

3. Особенности радиометрических измерений содержания МГС в нижней атмосфере. Для решения задачи дистанционного зондирования нижней атмосферы во вращательных линиях поглощения МГС требуются радиометрические спектрометры, реализующие полосу анализа и спектральное разрешение, соответствующие форме исследуемой линии.

Существенной особенностью радиоизлучения нижней атмосферы в линиях МГС является их значительное уширение (до нескольких ГГц) благодаря молекулярным соударениям при сравнительно больших давлениях и часто имеющим место перекрытиях спектральных линий поглощения (в частности, для молекул NO_2 , NH_3 и SO_2) и образование полос поглощения. Например, радиоизлучение тропосферного SO_2 в области полосы поглощения $\nu_0 \approx 131$ ГГц представляет особенность с шириной $\Delta\nu \approx 8 - 9$ ГГц, а для молекулы NO_2 вблизи частот $\nu_0 \approx 156,2$ Гц и $\nu_0 \approx 277$ ГГц с шириной $\Delta\nu \approx 9 - 10$ ГГц, в то время, как в области одиночных линий поглощения CO , NO , NO_2 эта ширина составляет величину $\Delta\nu \approx 5$ ГГц.

Сильные различия в формах линий излучения МГС в нижней атмосфере (см. рис. 1, 2) требуют построения достаточно гибких схем и алгоритмов работы спектральных радиометров. Отмеченные выше особенности в уширении полос излучения МГС имеют при спектральном радиометрическом анализе как положительную, так и отрицательную сторону. Отрицательная сторона - трудность в создании широкополосного ($\Delta\nu \approx 10$ ГГц) СВЧ-тракта радиометра при проведении спектрального анализа исследуемой линии (полосы). Положительная сторона - возможность реализации достаточно широкой полосы пропускания каждого отдельного спектрального канала $\delta\nu \leq 0,5$ ГГц, что позволяет реализовать достаточно высокую чувствительность $\delta T_{\text{я}} \approx 0,1\text{K}$ и устранить сложную техническую процедуру - стабилизацию частоты гетеродина при преобразовании входного СВЧ сигнала в сигнал промежуточной частоты, на которой и происходит спектральный анализ линии. Необходимая относительная стабильность частоты гетеродина радиометра при этом составляет величину $\sim 5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$, что обычно реализуется как в полупроводниковых гетеродинах Ганна, так и в лампах обратной волны.

Для определения интегрального содержания МГС в нижней атмосфере в принципе достаточно проведения измерений в трех спектральных каналах, один из которых расположен в центре полосы (линии) излучения, а два других (опорных) - на ее крыльях [2]. Калибровка принимаемого сигнала осуществляется по контрасту радиоизлучения от ясной атмосферы и черного тела в дальней зоне антенны, которое находится при температуре окружающего воздуха. Эта схема измерений была реализована на практике при обнаружении радиолинии двуокиси серы SO_2 $\nu_0 \approx 131$ ГГц в нижней атмосфере [6]. Такая схема построения спектральной аппаратуры и методика измерений приемлемы и для исследований в других полосах излучения МГС, ширины которых близки к ширине полосы SO_2 $\nu_0 \approx 131$ ГГц или меньше. Для изолированных линий излучения МГС, таких как CO , NO и N_2O , ширины которых $\Delta\nu \approx 5$ ГГц,

полоса спектрального анализа будет охватывать практически всю линию. Опорные каналы будут располагаться уже не на уровне половинной интенсивности линии, а практически на ее краях. Это примерно в два раза увеличивает измеряемый информативный сигнал, т.е. в два раза увеличивает порог обнаружения содержания МГС в нижней атмосфере.

4. Рекомендации к инструментальной реализации радиометрической системы микроволнового мониторинга загрязнения атмосферы. Из анализа величин ΔT_1 для сероводорода и окислов азота, углерода, серы следует, что контрасты яркостных температур изменяются от долей градуса до нескольких градусов. Контрасты $\sim 0,1$ К реализуются при концентрациях f_1 , наиболее близких к ПДК рабочей зоны ($f_1^{\text{ПДК}}$) или несколько превышают ПДК рабочей зоны для следующих газовых примесей в нижеуказанных спектральных областях (см. табл. 2).

Таблица 2

Г а з	Частота ν , ГГц	$f_1 / f_1^{\text{ПДК}}$
SO ₂	131,0	0,3
	282,3	0,15
NO ₂	156,2	10,0
	277,0	0,3
H ₂ S	168,0	0,7
CO	230,5	2,0

Следует отметить, что аналогичный анализ затрудняется для некоторых примесей из-за отсутствия в литературе единого мнения о значениях ПДК. Это замечание относится, в частности, к закиси и окиси азота (N₂O, NO), поэтому сведения об указанных примесях не приведены в таблице 2.

На основании оценок, результаты которых приведены в таблице 2, и данных, изложенных в предыдущих разделах, можно сформулировать рекомендации к инструментальной реализации радиометрической системы для мониторинга сернистого ангидрида, двуокиси азота, сероводорода и окиси углерода, соответственно на частотах 131 ГГц, 156,2 ГГц, 168 ГГц и 230,5 ГГц. Для анализа содержания двуокиси азота может быть целесообразно использовать все-таки более высокочастотный канал $\nu = 277$ ГГц, так как технические трудности реализации такого канала могут быть скомпенсированы большей чувствительностью к содержанию NO₂. Для решения рассматриваемых задач вполне допустимы полосы приема сигналов в сотни мегагерц, а флуктуационная чувствительность радиометров должна составлять 0,1 К при времени интегрирования сигнала $\tau = 1$ с. Рекомендации к системе экологического микроволнового

мониторинга МГС целесообразно дополнить включением в радиометрическую систему еще одного канала для дистанционного определения высотного распределения температуры в приземном слое атмосферы. Подобный канал уже разработан и его функциональные особенности изложены в [9].

5. Заключение. На основе рассмотрения физических механизмов формирования и переноса радиоизлучения в нижних слоях атмосферы и анализа элементной базы в миллиметровом диапазоне волн сделаны выводы о возможности разработки и создания наземной радиометрической системы мониторинга загрязнения атмосферы.

В данной работе определен ряд оптимальных параметров спектральной радиоаппаратуры мониторинга МГС, получены количественные сведения о минимально обнаружимых содержаниях загрязняющих газовых примесей в нижней атмосфере методами наземной радиометрии. Показано, что разрабатываемые методики мониторинга не имеют ограничений по верхнему порогу концентрации МГС в условиях земной атмосферы, и сформулированы рекомендации к инструментальной реализации радиометрической системы микроволнового мониторинга загрязнения атмосферы. В последние годы проявляется повышенный интерес к ДЗ МГС не только в стандартных диапазонах волн – СВЧ, ИК и оптическом диапазоне, но и во вновь осваиваемых промежуточных участках спектра, включая ДЗ с аэрокосмических носителей [10]. В этом аспекте рассмотренные возможности наземного экологического мониторинга в микроволновом диапазоне могут быть использованы в качестве базовых данных для сравнения с аналогичными результатами в других участках электромагнитного спектра и для других схем ДЗ.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 00-05-64527.

Литература

1. Косариков А.Н., Матвеева Н.А., Иванов А.В. и др. Экологическая обстановка в Нижнем Новгороде. Здоровье и окружающая среда. – Нижний Новгород : ГИПП "Нижполиграф". 1993. 62с.
 2. Маркина Н.Н., Наумов А.П., Троицкий А.В. // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 12. С. 1843.
 3. Наумов А.П., Ошарина Н.Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 6. С. 722.
 4. Китай Ш.Д., Наумов А.П., Ошарина Н.Н. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 1998. № 4. С. 62.
 5. Наумов А.П., Плечков В.М., Борин В.П. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 5. С. 632.
-

6. Струков И.А., Троицкий А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 6. С. 704.
7. Гельфанд И.М., Яглом А.М. // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. № 1. С. 3.
8. Бирюлина М.С. // Метеорология и гидрология. 1981. № 4. С. 45.
9. Наумов А.П., Ошарина Н.Н., Троицкий А.В. // Изв, ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 42. № 1. С. 45.
10. Waters J.W. // Proc. IEEE. 1992. V. 80. № 11. P. 1679.

ФИЗИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРЕДВЕСТНИКОВ И ИНДИКАТОРОВ ПРОГНОЗА АТМОСФЕРНЫХ КАТАСТРОФ

Моисеев С.С., Ерохин Н.С., Шарков Е.А.

Институт космических исследований РАН, Москва

Аннотация. Рассматривается проблема прогнозирования природных атмосферных катастроф типа тайфунов и внетропических ураганов на основе использования физической системы предвестников и индикаторов как гидродинамических, так и электромагнитных с учетом спиральной структуры возбуждаемых крупномасштабных вихрей. Приводятся имеющиеся экспериментальные данные по регистрации предвестников и индикаторов атмосферных катастроф, изложены механизмы их генерации в неравновесной атмосфере и на ионосферных высотах. Обсуждаются структурные характеристики турбулентных полей атмосферы и качественные модели скейлингов, включающие спиральность и другие факторы, в плане их использования для прогнозирования кризисных процессов. Обсуждаются методики обработки данных дистанционного зондирования, позволяющие выявлять прогностические признаки подготовки катастроф, вопросы качества получаемой при зондировании информации. Приводятся оценки характерных параметров для физической системы индикаторов и предвестников. Формулируется расширенная концепция прогнозирования природных атмосферных катастроф как процесса перестройки неравновесной системы с возбуждением крупномасштабных вихревых структур. Обсуждается вопрос создания оптимальной современной системы аэрокосмического мониторинга зон развития атмосферных кризисных процессов.

Введение. Крупномасштабные спиральные структуры в атмосфере типа тайфунов, ураганов и внетропических циклонов относятся к числу наиболее разрушительных природных явлений и приводят к огромному

экономическому ущербу [1]. Поэтому их исследование включая разработку методик краткосрочного прогноза, в том числе траектории вихря, является первоочередной международной задачей как с научной, так и с практической точек зрения. Важную часть таких исследований составляет анализ гидродинамических и электромагнитных индикаторов вихрей, возбуждаемых в атмосфере и ионосфере, которые будут основой при разработке космической системы мониторинга кризисных атмосферных явлений, нацеленной на наблюдение процессов формирования крупномасштабных атмосферных вихрей спирального типа и их последующей динамики. Аргументация такого подхода состоит в следующем. Во-первых, генерация и эволюция интенсивных спиральных вихрей в тропосфере характеризуется аномальными гидродинамическими возмущениями. В частности, это инфразвуковые и внутренние гравитационные волны повышенных амплитуд, вариации полного содержания озона, модификация структурных свойств атмосферной турбулентности и др. Эти гидродинамические возмущения передаются наверх до ионосферных высот, где они могут порождать разнообразные электромагнитные эффекты в ионосферной плазме. Их измерение спутниковой аппаратурой (в дополнение к зондированию гидродинамических возмущений в тропосфере) даст возможность глобального космического мониторинга зон интенсивного циклогенеза. Это есть первая группа электромагнитных индикаторов (ЭМИ) интенсивных тропосферных вихрей. Во вторую группу ЭМИ входят эффекты, порождаемые на спутниковых высотах, за счет прямой электрической активности тайфунов и внетропических циклонов. В частности, это проникновение электростатических полей от грозных облаков наверх, распространение возбуждаемых при молниевых разрядах вистлеров в ионосферу и магнитосферу, стимулированные высыпания энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли в нижнюю ионосферу и верхнюю атмосферу и т.д.

Таким образом интенсивные атмосферные вихри типа тайфунов и внетропических циклонов являются источником разнообразных возмущений в тропосфере и ионосфере включая возникновение ряда электромагнитных эффектов. Помимо указанных выше, сюда входят генерация плазменных токов, неоднородностей ионосферной плазмы, вариаций свечения ночного неба, триггерный запуск Рэлей-Тейлоровской неустойчивости и др. Следовательно, теоретическое и экспериментальное исследования порождаемых интенсивными тропосферными вихрями гидродинамических индикаторов и ЭМИ необходимо для разработки космического сегмента будущей комплексной системы мониторинга, нацеленной на дистанционное зондирование зон интенсивного циклогенеза, а также контроля и прогнозирования крупномасштабных

кризисных процессов в атмосфере. Настоящая работа посвящена этой проблеме в части анализа гидродинамических, так и возможных электромагнитных эффектов, индуцированных интенсивными атмосферными вихрями.

1. Гидродинамические индикаторы ТЦ

Идейная платформа новых подходов к рассматриваемой проблеме на основе физической системы предвестников и индикаторов природных катастроф связана с концепцией мониторинга крупномасштабных вихревых структур в атмосфере Земли, которая была сформулирована в работах сотрудников ИКИ РАН в течение последних лет (см., например, работы: [2-7]). Указанная концепция опирается на следующие физические принципы диагностики процессов формирования крупномасштабных атмосферных структур: 1) возникновение в системе обратных энергетических каскадов, а также переноса параметра упорядочения, каковым, в частности, является величина, характеризующая спиральные свойства вихревой структуры; 2) частичная регуляризация мелкомасштабной турбулентности при зарождении крупномасштабных вихревых структур; 3) аномальное поведение волн и флуктуаций в предкризисном состоянии атмосферы (инфразвуковые и электромагнитные индикаторы циклогенеза); 4) аномальное поведение различных “примесей” в области зарождения катастрофы (озонные вариации, высыпания энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли и т.д.). Указанные предвестники и индикаторы тропических циклонов подтверждаются рядом экспериментов, включая выполненные ИКИ РАН корабельные экспедиции в Тихий океан. В частности, были зафиксированы аномальные вариации инфразвука на частотах (3÷20) мГц. Известно также, что перед прохождением тропического циклона имеют место аномальные вариации полного содержания озона [8].

Остановимся на спектральных признаках развития тропических циклонов. В теории турбулентности хорошо известен колмогоровский спектр турбулентных пульсаций скорости [9]: $E_k(k) \sim 1/k^{5/3}$, где $k = 1/\ell$, ℓ - масштаб турбулентности в инер-ционном интервале. Эта формула соответствует однородной, изотропной турбулентности. Однако в случае спиральной однородной изотропной турбулентности имеет место другой скейлинг турбулентных пульсаций [4, 10], а именно : $E_H(k) \sim 1/k^{7/3}$, который описывает турбулентность с потоком спиральности в область больших масштабов (обратный спиральный каскад). Поскольку экспериментальные данные часто указывают на наличие перемежаемости турбулентности, были развиты модели (в том числе качественные), учитывающие влияние перемежаемости на спектр мощности турбулентных

пульсаций. Одной из них является р-модель [11]. В рамках р-модели вводится вероятность P_1 того, что при делении материнской турбулентной ячейки энергия локализуется в ее половине. В случае спиральной турбулентности с перемежаемостью (учитывая условие постоянства потока спиральности по спектру $\chi_i = v_i^3 / \ell_n^2 = \text{const}$) находим следующий скейлинг структурных функций поля скоростей

$$\langle v_i^m \rangle = (1 / N_n) \cdot \sum v_i^m = \sum \chi_i^{m/3} \cdot \ell_n^{2m/3} \cdot \ell_n / L \sim \langle \chi \rangle^{m/3} \cdot (\ell_n / L)^{G(m)}. \quad (1)$$

При этом скейлинговая функция $G(m)$ равна

$$G(m) = 1 + (m / 3) - \log_2 \{ P_1^{m/3} + P_2^{m/3} \}, \quad P_2 = 1 - P_1, \quad (2)$$

где ℓ_n – масштаб ячейки на n-м шаге турбулентного каскада, L – масштаб источника турбулентности. Согласно (2) в отсутствие перемежаемости ($P_1 = 0,5$) получаем линейный скейлинг по порядку структурной функции $G(m) = 2m/3$ [10]. Для полностью перемежаемой спиральной турбулентности ($P_1 = 1$) скейлинг (2) сводится к следующему $G(m) = 1 + m/3$ в то время как для колмогоровского режима турбулентности имеем $g(m) = 1$. Если ввести в рассмотрение параметр спиральности ζ ($0 \leq \zeta \leq 1$), характеризующий степень спирализации турбулентных движений, то обобщение формул (1), (2) приводит к новому скейлингу структурных функций, объединяющему колмогоровский ($\zeta = 0$) и спиральный ($\zeta = 1$) режимы, $G_1(m) = 1 + (\zeta m / 3) - \log_2 \{ P_1^{m/3} + P_2^{m/3} \}$. Следовательно, оценка по натурным данным структурных функций турбулентных полей атмосферы позволит определить тип турбулентного каскада и выявить процессы формирования крупномасштабных спиральных структур.

2. Электромагнитные индикаторы тропических циклонов

Перейдем к обсуждению возможных электромагнитных индикаторов тропических циклонов, возникающих на спутниковых высотах и доступных наблюдению космическими средствами в ионосфере и магнитосфере. Как было указано выше, интенсивные атмосферные вихри типа тайфунов и внетропических циклонов являются источником разнообразных возмущений в атмосфере и ионосфере. Основные механизмы передачи гидродинамических возмущений из тропосферы вверх связаны с генерацией в области ТЦ акустико-гравитационных волн, причем низкочастотный звук переносит возмущения в основном вертикально, в то время как ВГВ распространяются наклонно и на большие расстояния от ТЦ.

Рассмотрим, к примеру, генерацию ионосферных возмущений внутренней гравитационной волной применительно к параметрам E – области, где выполняются условия $v_{em} \ll \omega_{He}$ (замагниченность электронов), $v_{im} \gg \omega_{Hi}$ (ионы незамагничены). Для длинноволновых ВГВ движение газа происходит в основном в горизонтальной плоскости $v_{nz} \ll v_{nh}$ с характерными частотами $f_{ВГВ} < 3,2$ мГц. Поскольку дебаевские радиусы частиц плазмы значительно меньше характерной длины волны ВГВ-мод, квазинейтральность плазмы выполняется с высокой точностью. В результате получаем $\delta n_e / n_{e0} \approx e\phi / T_e \approx kv_m / \omega$, где ϕ - возбуждаемый ВГВ с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} электростатический потенциал, v_m - скорость колебаний нейтралей в поле ВГВ, а δn_e , n_{e0} соответственно возмущение плотности электронов и фоновое значение плотности плазмы. При нормировке входящих параметров на их типичные значения приходим к следующей оценке индуцированного ВГВ возмущения плотности ионосферной плазмы $\delta n_e / n_{e0} \sim 0,04 \cdot (v_{mh} \cdot \text{сек} / 10 \text{ м}) \cdot (350 \text{ м} / c_s \cdot \text{сек})^2 / (N \cdot 50 \text{ сек})$, где c_s - скорость звука, N - частота Вайсяля-Брента, v_{mh} - горизонтальная компонента v_m . Отсюда легко получить оценку характерной величины электростатического потенциала $\phi \sim \text{мВ}$.

При возбуждении в E-области ионосферы вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей концентрации плазмы величиной $\delta n_e / n \geq 0,04$ возможен триггерный запуск неустойчивости Релея-Тейлора [12,13] с инкрементом роста возмущений порядка $\gamma \approx (g / L_z \cdot v_{im}) - \alpha_r$, где L_z - вертикальная длина неоднородности плотности плазмы, α_r - скорость рекомбинации. На высотах F - области ионосферы характерное время развития этого процесса ($v_{im} \sim 1/\text{сек}$, $L_z \sim 10$ км, $\alpha_r \sim 10^{-3}/\text{сек}$) порядка $\tau_d = 3 / \gamma \sim 1$ часа. На нелинейной стадии неустойчивости формируются крупномасштабные пузыри (области обеднения плазмы с $\delta n_e \sim n_e$), всплывающие выше максимума F- слоя со скоростью порядка $2 \cdot 10^2$ м/сек и более. Внутри пузырей возбуждаются достаточно сильные электростатические поляризаационные поля $E_p \geq \text{мВ/М}$. Формирование таких пузырей с горизонтальным размером до сотен километров может фиксироваться по вариациям свечения ночного неба в красной линии 6300 Å. Следовательно, области существенного уменьшения интенсивности эмиссий можно связать с формированием крупных плазменных пузырей на высотах ионосферы $z \sim (200 \div 300)$ км. Согласно схеме, подробно обсуждавшейся в работе [14] для землетрясений, появление в пузырях сильных поляризаационных полей вызывает существенный нагрев нейтралей и возбуждение восходящих движений, что приведет к значительному повышению плотности плазмы выше максимума F-слоя. Таким образом, небольшие по амплитуде первоначальные возмущения ионосферной плазмы, вызванные проходящими снизу АГВ, в

последующем инициируют в метастабильной атмосфере крупномасштабные нелинейные процессы.

Здесь необходимо отметить следующее. Для выбора оптимальной стратегии наблюдения электромагнитных индикаторов на ионосферных высотах важно знать взаимное расположение места возбуждения акустико-гравитационных волн и области генерации ЭМИ. Исходя из дисперсионного уравнения АГВ и численных расчетов можно сделать вывод, что акустическая мода распространяется из зоны ее возбуждения преимущественно вертикально, в то время как внутренняя гравитационная волна - наклонно. В случае длиннопериодных внутренних гравитационных волн грубая оценка для горизонтального смещения L_h длинноволнового пакета по достижении им высоты z имеет вид $L_h \sim z \cdot N / \omega$ или, вводя период ВГВ - τ_ω , получаем $L_h \sim z \cdot (\tau_\omega / 5 \text{ мин})$. Полагая $N \approx 0,02 / \text{сек}$, $\tau_\omega = 50 \text{ мин}$, $z \sim 100 \text{ км}$, находим $L_h \sim 1000 \text{ км}$. Численные расчеты, выполненные с учетом ветровой и температурной структур, показывают, что по достижении высот $z \sim 100 \text{ км}$ пакеты ВГВ от приземного источника могут смещаться по горизонтали на расстояния $\sim (1000 \div 3000) \text{ км}$.

Другая группа электромагнитных индикаторов связана с прямой электрической активностью мощных атмосферных вихрей, характеризующих развитыми облачными системами. В таких вихревых структурах благодаря неоднородным интенсивным потокам создаются и накапливаются большие статические заряды Q . Для крупных грозовых систем типичная величина статического заряда Q достигает десятков, сотен кулон и более. Электростатические поля таких зарядов будут просачиваться в ионосферу и даже в магнитосферу. Эффективное взаимодействие этих полей с захваченными геомагнитным полем заряженными частицами с характерными энергиями $\& \sim (10^3 \div 10^4) \text{ эВ}$ приводит к смещению точек отражения этих частиц в нижнюю ионосферу, где вследствие частых соударений с нейтралами захваченные частицы теряются из геомагнитной ловушки и регистрируются как потоки высыпающихся частиц. Кроме того, они создают наросты ионизации в нижней ионосфере и могут дистанционно регистрироваться по аномалиям распространения радиоволн в волноводе Земля - атмосфера. Экспериментальные данные по связи грозовой активности в тропической зоне с высыпаниями энергичных электронов с магнитных оболочек $L = 3 \div 4$ в нижнюю ионосферу рассматривались ранее (см., например, [15,16]) и выполненный анализ подтвердил связь погодных систем с ионосферными и магнитосферными процессами, в особенности, в ночное время. Высыпания заряженных частиц происходят в результате переброса захваченных электронов в конусе потерь из области малых экваториальных пич-углов. При наличии ОНЧ-полей в экваториальной области, такой переброс обусловлен, скорее всего, гирорезонансным взаимодействием

волн и частиц в окрестности геомагнитного экватора, где с учетом неоднородности геомагнитного поля B_0 взаимодействие наиболее эффективно при дактированном распространении вистлеров, так как длина области гирорезонансного взаимодействия максимальна и достигает макроскопических размеров порядка ($10^2 \div 10^3$) км. В свою очередь, мода вистлеров легко возбуждается при молниевых разрядах в грозовых облаках.

Заключение

Из изложенного выше вытекает следующее. Во-первых, мощные атмосферные вихри типа тропических циклонов характеризуются целым рядом физических предвестников и индикаторов, возникающих как в тропосфере, так и в ионосфере. Для переноса гидродинамических тропосферных возмущений наверх и последующей генерации ионосферных возмущений принципиальное значение имеют фоновые температурно-ветровые структуры. В частности, при неблагоприятной ветровой структуре горизонтальное смещение и временная задержка прибытия в ионосферу возбуждающего ЭМИ пакета ВГВ могут возрастать в несколько раз. Кроме того, при исследовании генерации ионосферных возмущений крупномасштабными атмосферными вихрями важную роль может играть неравновесность ионосферы, например, в процессах усиления слабых возмущений, в триггерном запуске ионосферных неустойчивостей и т.д.

Во-вторых, разработка современных методов детектирования предвестников и индикаторов, установление пространственно-временных связей их с тайфунами, ураганами и внетропическими циклонами позволит проводить надежный мониторинг и прогноз атмосферных кризисных явлений. Отметим, что детектирование ЭМИ в верхней атмосфере и ионосфере с последующей обработкой полученных экспериментальных данных может быть использовано для дистанционного определения параметров процессов, происходящих в мощных атмосферных вихрях. Принципиальную важность имеет поиск морфологических особенностей ЭМИ в верхней атмосфере и ионосфере, обусловленных, например, переходом тропических возмущений в тайфун или резкими изменениями траекторий тропических циклонов. Необходимо также провести целенаправленные эксперименты, которые позволят получить достаточную статистику наблюдений ЭМИ и более полную информацию для интерпретации их связей с крупномасштабными тропосферными вихрями, а также разработать практические методики использования ЭМИ в мониторинге и прогнозировании природных атмосферных катастроф. При этом создание современной системы прогнозирования должно включать космический сегмент с необходимыми пространственно-временными

параметрами получения исходных данных, в частности, пространственным разрешением порядка сотен метров и частотой обновления информации (во время развития кризисного процесса) порядка часа. Поставленную задачу можно решить с помощью геостационарных спутников либо развертыванием высокоорбитальной спутниковой системы. Очевидно, что создание современной системы мониторинга и прогноза тропических циклонов потребует значительных материальных затрат и возможно только при координации усилий всех заинтересованных стран, которые подвержены воздействию этих природных катастроф.

В-третьих, для извлечения необходимой прогностической информации полученные данные ДЗЗ должны обрабатываться многопараметрической методикой обработки, которая позволит получать широкий спектр структурных параметров турбулентных полей атмосферы, характеризующих формирование и последующую динамику крупномасштабных спиральных вихрей типа ТЦ.

Наконец отметим следующее. В отличие от имеющихся космических систем периодического обзора земной поверхности, в баллистическом обеспечении спутниковых систем мониторинга природных катастроф имеется ряд принципиальных моментов. В частности, при анализе и синтезе проектно-баллистических параметров потенциальных космических систем ДЗЗ должно учитываться ключевое требование - обеспечение максимальной "частоты встреч" космического аппарата и изучаемого объекта, который характеризуется стохастическим режимом своего появления и функционирования (время жизни объекта) как в пространстве, так и во времени. Для решения таких, достаточно сложных задач баллистического обеспечения, необходимо сформировать пространственно-временную стохастическую модель кризисных ситуаций на основе детальных данных о структурных характеристиках глобального циклогенеза, рассматриваемого в качестве некоего стохастического сигнала. Первые исследования циклогенеза как стохастического потока событий показали его сложную иерархическую структуру и позволили сформировать предварительные статистико-количественные модели.

Выяснилось, что амплитудные характеристики интенсивности циклогенезов могут быть удовлетворительно описаны в рамках пуассоновских процессов перемежаемого типа. Развитые модели и полученные в их рамках количественные характеристики зон интенсивного циклогенеза позволяют параметризовать их активность и перемежаемость с учетом региональных особенностей и могут использоваться при выполнении проектно-баллистических процедур для потенциальных спутниковых систем мониторинга кризисных ситуаций в атмосфере, а также для оперативного планирования космических экспериментов с существующими системами.

Литература

1. *Domeison N.* Elementary Disasters and Their Social Consequences: Threat for Social Development. - *Stop Disasters*, 1995, ¹ 7(23), pp.7-9.
2. *Мусеев С.С., Сагдеев Р.З., Хоменко Г.А., Тур А.В., Шукуров А.М.* Физический механизм усиления вихревых возмущений в атмосфере. - Доклады Академии наук СССР, 1983, т.273, № 3, с.549-552.
3. *Moiseev S.S.* "Some Peculiarities of Transfer and Spectra in a Random Media with Reference to Geophysics" - in book : " Progress in Turbulent Research", ed. by H.Branover and Y.Unger, American Institute of Astronautics and Aeronautics, 1993, v. 162, pp. 57-63.
4. *Lazarev A.A., Moiseev S.S.* "Geophysical Precursors of Early Stages of Cyclogenesis." - Preprint IKI RAS, Pr-1844, Moscow, 1992, - 42 p.
5. *Erokhin N., Moiseev S.S., Luryan E.A., Galper A.M.* et.al. Aerospace Block of Monitoring System for Terrestrial and Technogenic Disaster. - *Turkish Journal of Physics*, 1995, v.19, ¹ 8, pp.1087-1092.
6. *Балбанов В.М., Мусеев С.С., Шарков Е.А., Лупян Е.А., Калмыков А.И., Забышный А.И., Кузьмин А.К., Смирнов Н.К., Цимбал В.Н., Чиков К.Н.* Проект «Геликс»: космический мониторинг системы океан-тропосфера-верхняя атмосфера в условиях крупномасштабного кризисного состояния. - *Исследования Земли из космоса*, 1996, ¹ 5, с.126-134.
7. *Kolmogorov A.N.* A refinement of previously hypothesis concerning the local structure of turbulence in viscous incompressible fluid at high Reynolds number. - *Journal of Fluids Mechanics*, 1962, v.13, pp.82-85.
8. *Мусеев С.С., Чхетиани О.Г.* Спиральный скейлинг турбулентности. - *ЖЭТФ*, 1996, т.110, вып.1(7), с.357-370.
9. *Marsch E. & C.Y.Tu.* Intermittency, non-Gaussian statistics and fractal scaling of MHD fluctuations in the solar wind. - *Nonlinear Processes in Geophysics*, 1997, v.4, ¹ 2, p.101.
10. *Zalesak S.T. & S.L.Ossakow.* Nonlinear equatorial spread F: spatially large bubbles resulting from large horizontal scale initial perturbations. - *Journal of Geophysical Research*, 1980, v.85, ¹ 4-5, pp.2131 - 2140.
11. *Ерохин Н.С., Каценко Н.М., Мацневский С.В., Никитин М.А.* Тепловой режим внутри ионосферных пузырей. - *Космические исследования*, 1990, т.28, № 1, с.85 - 93.
12. *Шалимов С.Л.* Ионосферные неоднородности, инициированные интенсивными магнитосферными токами и атмосферными волнами. - Докторская диссертация, М., ИДГ РАН, 1998, - 220 с.
13. *Reeve C.D. & M.J. Rycroft,* Unducted VLF energy from tropical lightning as a possible source of mid-latitude VLF-emissions and electron

precipitation. - Journal of Geophysical Research, 1976, v.81, № 34, pp.6201-6202.

14. Inan U.S., Wolf T.G. & D.L.Carpenter, Geographical distribution of lightning-induced electron precipitation observed as VLF/LF perturbation events. - Journal of Geophysical Research, 1988, v.93, ¹ A9, pp.9841-9853.

15. Ерохин Николай Сергеевич, ИКИ РАН : тел.333-22-23 ; E-mail : nerokhin@mx.iki.rssi.ru

ПЛАНЕТАРНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ТОК И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

Ковтюх А.С.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра космических лучей и физики космоса

Планетарный кольцевой ток (КТ) лежит в основе механизма геомагнитных бурь, вызываемых активными процессами на Солнце и возмущениями межпланетной среды. Развитие бурь определяется состоянием и характером изменений магнитного поля и параметров плазмы в примыкающей к магнитосфере области межпланетного пространства. Непосредственные причины бурь связаны с различными комбинациями этих условий и могут быть весьма разнообразны.

Причиной наиболее сильных бурь (с $\max |D_{st}| > 300$ нТ) являются выбросы корональной массы из активных областей (скоплений пятен) на Солнце, а также мощные ударные волны, возникающие в результате взаимодействия быстрых и медленных плазменных потоков от Солнца [1]. Такие бури развиваются обычно в годы максимума солнечной активности. На спаде и в минимуме солнечной активности с периодичностью в 27 дней (период вращения Солнца) генерируются бури, связанные с попаданием геомагнитосферы в высокоскоростные (750÷800 км/с) потоки солнечного ветра из корональных дыр [2]. В среднегодовые значения геомагнитной активности, особенно в годы спокойного Солнца, основной вклад вносят умеренные и слабые бури, связанные с модуляцией скорости и давления солнечного ветра [3].

Геомагнитная активность модулируется 11-летним солнечным циклом: среднегодовой её уровень коррелирует с числом пятен Вольфа, причём в максимуме солнечной активности (точнее, в годы изменения полярности магнитного поля Солнца) геомагнитная активность имеет локальный минимум [4]. Наблюдаются также сезонные вариации, связанные с ориентацией геомагнитного диполя по отношению к

магнитному полю Солнца [5]: весной и осенью средний уровень геомагнитной активности выше, чем летом и зимой.

Во время бурь горизонтальная составляющая геомагнитного поля на низких и средних широтах понижается, причём на данной геомагнитной широте величина этого понижения поля практически не зависит от местного времени точки наблюдения (такая зависимость появляется только в самом начале бури и быстро исчезает). Рассматриваемый магнитный эффект отвечает циркулирующему вокруг Земли замкнутому электрическому току, направленному на запад, сила которого увеличивается во время бурь на $1\div 2$ порядка величины. КТ принято оценивать по величине D_{St} (усреднённой по долготе горизонтальной составляющей возмущения магнитного поля на низких и средних широтах), в которую он вносит основной вклад: во время слабых и умеренных бурь D_{St} понижается до $-30\div 100$ нТ, а во время гигантских бурь – до $-200\div 300$ нТ и более. Этим величинам отвечает ток $I \sim 10^6\div 10^7$ А.

Наиболее важными, ключевыми параметрами, контролирующими состояние и динамику КТ являются параметры солнечного ветра (главным образом его скорость V_{sw} и знак B_z межпланетного магнитного поля). Эти параметры отвечают как за процессы перестройки структуры магнитного поля во внешней части магнитосферы и проникновение в магнитосферу солнечной плазмы (управляются B_z), так и за вариации глобального электрического поля и скорость поступления энергии солнечного ветра в магнитосферу (управляется произведением $V_{sw}B_z$).

Носителями планетарного КТ являются частицы горячей плазмы (положительные ионы и электроны), заполняющие геомагнитную ловушку, – область, в которой магнитное поле имеет близкую к дипольной конфигурацию. Магнитный дрейф этих частиц вокруг Земли (ионов – на запад, электронов – на восток) отвечает круговому току, охватывающему Землю и направленному на запад. На КТ приходится основная часть полной энергии плазмы в ловушке.

“Спокойный” КТ, магнитный эффект которого составляет $-10\div 20$ нТ, можно отождествить с дрейфом заряженных частиц с $E > 0.1$ МэВ, которые принято относить к *радиационным поясам* (РП), причём вкладом частиц с $E < 0.1$ МэВ и с $E > 1$ МэВ в спокойные периоды можно пренебречь [6].

Во время типичных бурь основной ($\sim 80\div 90\%$) вклад в КТ вносят ионы с $E/Q_i \sim 10\div 100$ кэВ, где Q_i – заряд иона по отношению к заряду протона [7], а во время больших бурь верхняя граница этого диапазона может смещаться до $200\div 300$ кэВ [8]. Относительный вклад электронов в

давление (плотность энергии) и магнитный эффект КТ во время слабых и умеренных бурь не превышает 25% [9], а во время сильных бурь этот вклад уменьшается до 10% и меньше.

Источниками КТ являются солнечный ветер и ионосфера: спокойный КТ, как и солнечный ветер, состоит в основном из протонов и электронов, а во время бурь он обогащается ионами кислорода, азота и других элементов, распространенных в атмосфере Земли и практически отсутствующих в солнечном ветре, причём во время достаточно мощных бурь доля ионов O^+ приближается к доле протонов или даже превышает её. Последнее зависит от характера и мощности бури. После ионов H^+ и O^+ в порядке важности идут N^+ , He^+ , He^{2+} и т.д. [7]. Однако все эти ионные компоненты "вымирают" после инъекции их в КТ (в результате перезарядки и высыпания в конус потерь) гораздо быстрее протонов.

Поскольку в ионном составе КТ протоны обычно доминируют и даже во время гигантских бурь они уступают свое первенство ионам O^+ только на кратковременный период вблизи максимума бури, очень важно найти соотношение в КТ протонов ионосферного и солнечного происхождения. Такое разделение проведено в [10, 11] и установлено, что в спокойном КТ большинство протонов ($> 70\%$) имеют ионосферное происхождение, а во время бурь КТ обогащается солнечными частицами; вместе с тем увеличивается эффективность ионосферного источника ионов в КТ (наиболее эффективно он работает для ионов O^+) и чем мощнее буря, тем больше доля ионосферных частиц в КТ. От минимума к максимуму солнечной активности КТ обогащается тяжелыми ионосферными ионами, особенно ионами O^+ , но при этом доля ионосферных протонов в полном числе протонов КТ уменьшается [11].

КТ инжектируется в вечерний сектор ловушки, но уже к концу главной фазы бури он симметризуется по долготе. Последующее затухание КТ (на фазе восстановления бури) связано с ионизационными потерями (в основном с перезарядкой ионов) и с питч-угловой диффузией частиц в конус потерь в результате циклотронной неустойчивости КТ [12]. Продолжительность главной фазы бури – несколько часов, фазы её восстановления, когда КТ затухает – от нескольких десятков часов до нескольких десятков дней в зависимости от мощности бури.

Усиление КТ приводит к ослаблению (депрессии) магнитного поля в сердцевине ловушки; ионосферные токовые системы и полярные сияния усиливаются и опускаются на меньшие широты, резко увеличивается высыпание частиц в атмосферу и на $\lambda \sim 55\div 60^\circ$ зажигаются красные дуги.

Процессы формирования и динамика КТ принципиально нелинейны: связи между солнечным ветром и КТ включают промежуточные положительные и отрицательные связи через ионосферу (магнитосферно-ионосферные связи). Поэтому магнитные бури, главным звеном механизма которых является КТ, могут развиваться по различным сценариям (ветвление динамических траекторий открытой нелинейной системы с обратными связями).

В России наиболее подробные и полные исследования динамики пространственно-энергетической структуры и ионного состава КТ проводились по данным геостационарных спутников *Горизонт-21* (1985–1986) и *Горизонт-35* (1992), в период минимума и максимума солнечной активности соответственно, а также – по данным ИСЗ *Молния-1* (1974–1976).

В экспериментах на ИСЗ *Молния-1* впервые была надёжно зарегистрирована и подробно изучена асимметричная стадия развития КТ [6], а также проанализировано относительное влияния конвекции и питч-угловой диффузии частиц под действием циклотронной неустойчивости на формирование азимутальной асимметрии КТ [13].

Ряд пионерских результатов в исследованиях КТ был получен в экспериментах на ИСЗ *Горизонт-21* и *Горизонт-35*. Так, было обнаружено, что зарядовые распределения ионов группы CNO ($Q_i = + 2 \div 6$) с $E/Q_i \sim 40 \div 70$ кэВ (локальный максимум в спектрах) испытывают разнообразные и очень сложные вариации, которые сильно зависят от характера и уровня геомагнитной активности; эти распределения резко изменяются в периоды магнитных активизаций, но очень быстро, гораздо быстрее чем потоки и энергетические спектры, восстанавливаются к равновесному состоянию [14]. Открыты и объяснены различия в вариациях жесткости спектров КТ во время бурь для ионов ионосферного и солнечного происхождения [15] и эффект формирования монохроматического пика в спектрах ионов КТ в результате резонанса ионов с дрейфовыми волнами [16].

В результате анализа комплекса экспериментальных данных, полученных в период с 1961 по 1994 г. на нескольких десятках спутников специально разработанным для этого методом "спектрометра с магнитным парусом" [17] установлены инвариантные параметры энергетических спектров важнейших ионных компонентов КТ и получены законы скейлинга ионных спектров, отражающие основные физические процессы и механизмы формирования и динамики КТ [18–22]. Получены также закономерности солнечно-циклических вариаций инвариантных и скейлинговых параметров ионных спектров [20–22].

Планетарный кольцевой ток является не только уникальной естественной плазменной лабораторией и важнейшим звеном

электродинамики геомагнитосферы, но и одним из важнейших факторов, обеспечивающих равновесие наиболее актуальных для человечества экологических ниш, включая атмосферу, биосферу и ноосферу Земли.

Обычно КТ рассматривается как негативный фактор в освоении ближнего космоса: усиление КТ во время бурь означает увеличение уровней космической радиации, что приводит к электризации космических аппаратов (важнейшую роль в этих процессах играют электроны КТ), сокращению сроков службы солнечных батарей, научной и навигационной электронной аппаратуры, систем космической радиосвязи. Связанное с магнитным полем КТ понижение порогов геомагнитного обрезания космических лучей во время бурь приводит к резкому увеличению доз радиации и внутри космического корабля, а также – к радиационным дефектам электронной аппаратуры (в частности, бортовых компьютеров). КТ. Значительно воздействие буревого КТ и на состояние ионосферы и, следовательно, – условия радиосвязи.

На Земле магнитные бури имеют также в основном негативные последствия: нарушаются условия радио- и телекоммуникаций, возникают сбои высокочувствительной аппаратуры (в том числе – навигационных приборов на авиалайнерах и морских судах), ухудшается самочувствие людей (у пожилых и больных людей с этим могут быть связаны резкие скачки артериального давления и аритмия сердечной деятельности).

В связи с этим заметим, что наибольшее влияние на биосферу, здоровье и жизнедеятельность человека оказывают резкие изменения геомагнитного поля. На низких и средних широтах (до $\sim 60^\circ$) такие изменения происходят на главной фазе бурь (в течение нескольких часов) и идентифицируются по индексу КТ – D_{st} . Индекс K_p , который часто используется в медико-биологических исследованиях, не годится для этих целей: важен не столько общепланетарный уровень геомагнитной активности (отражается индексом K_p), сколько локальная (на данной широте) скорость изменения этого уровня.

Геомагнитное поле стабилизирует важные для жизни условия и защищает нашу планету как от солнечной, так и от галактической радиации (космических лучей). Резкие уменьшения геомагнитного поля во время бурь могут по-видимому оказывать некоторое влияние на циркуляцию атмосферы и мирового океана и, следовательно, – на погодные условия и климат нашей планеты. Если бы геомагнитное поле исчезло, верхняя атмосфера, а вскоре и поверхность Земли вошли бы в непосредственный контакт с солнечным ветром, температура которого – порядка миллиона градусов и выше. При такой катастрофе атмосфера и мировой океан исчезнут и Земля превратится в мёртвую планету.

Энергичные заряженные частицы заполняющие геомагнитную ловушку в стационарном состоянии (то, что принято называть радиационными поясами или спокойным КТ) играют важнейшую роль в стабилизации околоземного магнитного поля во время бурь. Горячая плазма приводит к "разбуханию" ловушки и, что особенно важно, резко увеличивает её упругость. Это связано с тем, что при сжатии ловушки захваченные частицы подвергаются бетатронному ускорению и давление их возрастает в такой же пропорции как и давление локального магнитного поля (диамагнитный эффект). В результате эффект поджатия внешней границы дипольной ловушки значительно компенсируется в её сердцевине; чем ближе точка наблюдения к Земле и чем интенсивнее КТ, тем эта компенсация полнее. По нашим оценкам, у земной поверхности эффект поджатия солнечным ветром внешней границы ловушки ослабляется почти на порядок величины.

В связи с этим необходимо отметить, что холодная ионосферная плазма (плазмосфера), которая заполняет внутренние области геомагнитной ловушки, не влияет на её упругость: давлением холодной плазмы в геомагнитной ловушке можно пренебречь по сравнению с давлением магнитного поля и горячей плазмы; кроме того, при сжатии магнитного поля часть холодной плазмы стекает вдоль магнитных силовых трубок в ионосферу и давление её в ловушке практически не меняется.

Если бы ловушка не была заполнена энергичными частицами, её внешняя граница располагалась бы гораздо ближе к Земле, смещения этой границы при вариациях давления солнечного ветра были бы значительно больше и на Земле практически непрерывно наблюдались бы очень большие вариации магнитного поля (порядка вариаций во время магнитных бурь). Таким образом, горячие плазменные оболочки Земли в области устойчивого захвата частиц стабилизируют магнитосферу и, следовательно, стабилизируют магнитные условия вблизи поверхности Земли. В противном случае биологическим системам пришлось бы приспособляться к гораздо менее комфортным, быстро меняющимся условиям.

Поступающие в атмосферу промышленные отходы нарушают равновесие не только самой атмосферы, но и связанной с ней ионосферы. Большое влияние на ионосферу оказывают также электромагнитные излучения, связанные с человеческой деятельностью (особенно от мощных радиопередатчиков и радиолокационных установок, высоковольтных линий электропередач, некоторых оборонных объектов). Между тем, как ионосфера, так и атмосфера имеют продолжение в геомагнитную ловушку. В условиях равновесия плазмы в ловушке времена жизни энергичных захваченных частиц определяются в основном составом и концентрацией атмосферных атомов и холодной ионосферной плазмы в ловушке.

Поэтому прогрессирующее загрязнение ближнего космического пространства, связанное с космическими полётами и крупномасштабными экспериментами в космосе, а также с промышленной деятельностью людей на Земле уменьшает времена жизни частиц горячей плазмы в геомагнитной ловушке, что будет приводить к всё более и более частым и резким скачкам магнитного поля на низких и средних широтах.

Работа выполнена в рамках программы "Университеты России" (грант №).

Литература

1. *Gosling J. T., McComas D. J., Phillips J. L., Bame S. J.* Geomagnetic activity associated with Earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 7831–7839.
2. *Tsurutani B. T., Gonzalez W. D., Gonzalez A. L. C. et al.* Interplanetary origin of geomagnetic activity in the declining phase of the solar cycle // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 21,717.
3. *Ривин Ю. Р.* Феноменологическая модель генерации фоновых изменений магнитосферного кольцевого тока // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1994. Т. 34. С. 120–127.
4. *Kamide Y., Baumjohann W., Daglis I. A. et al.* Current understanding of magnetic storm: Storm-substorm relationships // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 17,705–17,728.
5. *Russell C. T., McPherron R. L.* Semiannual variation of geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 92.
6. *Ковтюх А. С., Панасюк М. И., Сосновец Э. Н.* Магнитный эффект асимметричного кольцевого тока протонов // *Космич. исслед.* 1977. Т. 15. С. 559–565.
7. *Gloeckler G., Hamilton D.C.* AMPTE ion composition results // *Phys. Scripta.* 1987. V. T18. P. 73–84.
8. *Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M. et al.* Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986 // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 14,343–14,355.
9. *Frank L.A.* On the extra-terrestrial ring current during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. P. 3753–3767.
10. *Ковтюх А.С.* Соотношения вкладов ионосферного и солнечного источников ионов в кольцевой ток и плазменный слой геомагнитосферы: Новый метод анализа // *Космич. исслед.* 2000. Т. 38. С. 233–243.
11. *Ковтюх А.С.* Соотношения вкладов ионосферного и солнечного источников ионов в кольцевой ток и плазменный слой геомагнитосферы: Анализ экспериментальных данных новым методом // *Космич. исслед.* 2000. Т. 38. С. 347–362.
12. *Lyons L.R., Williams D. J.* Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics. Norwell, Mass.: D. Reidel. 1984.

13. Ковтюх А. С., Панасюк М. И., Сосновец Э. Н. Динамика протонов кольцевого тока во время бури 25. I. 1974 г. // Космич. исслед. 1978. Т. 16. С. 226–237.
14. Власова Н.А., Ковтюх А.С., Панасюк М.И. и др. Ионный кольцевой ток во время магнитных возмущений по наблюдениям на геостационарной орбите. 2. Вариации энергетических и зарядовых спектров ионов во время умеренных бурь // Космич. исслед. 1988. Т. 26. С. 746–752.
15. Ковтюх А.С., Мартыненко Г.Б. Вариации жёсткости спектров солнечного и ионосферного компонентов ионов кольцевого тока // Космич. исслед. 1995. Т. 33. С. 599–607.
16. Ковтюх А.С. Резонанс ионов кольцевого тока с дрейфовыми волнами // Космич. исслед. 1998. Т. 36. С. 142–155.
17. Ковтюх А.С. Использование магнитосферы в качестве анализатора формы спектров частиц радиационных поясов // Геомагнетизм и аэрномия. 1984. Т. 24. С. 566–570.
18. Ковтюх А.С. О форме энергетического спектра протонов радиационных поясов Земли и механизмах его формирования // Геомагнетизм и аэрномия. 1985. Т. 25. С. 886–892.
19. Ковтюх А.С. Двухмаксимумная пространственно-энергетическая структура внешнего радиационного пояса ионов // Геомагнетизм и аэрномия. 1989. Т. 29. С. 26–32.
20. Ковтюх А.С. Солнечно-циклические вариации инвариантных параметров энергетических спектров ионов радиационных поясов Земли // Космич. исслед. 1999. Т. 37. С. 57–69.
21. Ковтюх А.С. О механизмах формирования инвариантных параметров и скейлинге ионных спектров в геомагнитной ловушке // Космич. исслед. 1999. Т. 37. С. 231–244.
22. Ковтюх А.С. Суббуревая динамика основных параметров и механизмы формирования ионных спектров кольцевого тока // Космич. исслед. 2000. Т. 38. С. 42–53.

К ПРОБЛЕМЕ ЛОКАЛЬНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ПУСКАХ РАКЕТ-НОСИТЕЛЕЙ

Дмитриев А.Н.¹, Робертус Ю.В.², Шитов А.В.³

¹*Институт геологии СО РАН*

²*Алтайский региональный институт экологии*

³*Горно-Алтайский государственный университет*

Локальные геомагнитные возмущения технического генезиса широко известны с момента первых высотных ядерных взрывов [2.3.13.15]. Также выявлено геомагнитное возмущение, зарегистрированное в Иркутске и вызванное взрывом над притоками р. Подкаменной Тунгуски в 1908 году

(Тунгусский феномен) [5,8,11]. Изучение и анализ ядерных технофизических процессов, генерирующих локальные геомагнитные возмущения, приводит к предположению о том, что старты ракет-носителей (РН)-типа “Протон” могут также создавать цепочку ионосферных процессов, способных вызывать специфические геомагнитные вариации. Будем руководствоваться эмпирическими и теоретическими доводами [1,3,5,14] – повышение концентрации радиационного материала приводит (за счет суммирования полей) к повышению геомагнитной напряженности, а снижение концентрации ионосферной плазмы (ракетное гашение) – к снижению.

Механизм взаимодействия ядерного взрыва с ионосферой и магнитосферой зависит от высоты подрыва заряда и его мощности [2,8,11,13]. Наземные и тропосферные взрывы (независимо от мощности заряда) не генерируют геомагнитных возмущений. Взрывы с высотой за сотню километров генерируют глобальный геомагнитный импульс и малоамплитудный магнитный эффект, возникающий без запаздывания. Магнитное же возмущение, вызванное природным взрывом 30 июня 1908 г (Тунгусский феномен), несмотря на тот же тип, что и ядерные, имеет свою специфику (табл.1).

Напряженность электрического поля ЭМИ в области центра ядерного взрыва достигает 30-40 кВт/м, при этом напряженность азимутального магнитного поля доходит до нескольких сотен гаусс. Для ядерных взрывов на больших высотах первая фаза геомагнитных возмущений, по-видимому, переносится по магнитному меридиану волной Альвена, которая генерируется при деформации силовых линий объемом ионизации. Этот объем продуцируется дополнительной ионизацией, возникающей вследствие воздействия гамма-вспышек и повышения электронной концентрации в момент взрыва. Так высотные взрывы типа “Аргус” возбуждали сильные магнитогидродинамические волны в геомагнитном поле [2,11,12,13], которые и продуцировали геомагнитные возмущения.

Таблица 1

Характер геомагнитных возмущений от ядерных высотных взрывов и Тунгусского взрыва

Дата взрыва	Вид взрыва	Мощность (Мт)	Высота (км)	Максимальный отклонение Z (нТл)	Длительность (мин)	Главная Фаза (мин)	Название взрыва
30.06.1908	Природный	~ 26	6,6 ± 1	25,5	≈300	8,9	“Тунгусский”
28.04.1958	Ядерный	1(?)	28	17,8	≈40	≈11	“ТЭК”
01.08.1958	Ядерный	~ 1	60	19,1	≈60	≈7	“Аргус”
04.11.1962	Ядерный	1,4	400	22,3	≈108	≈9	“Старриш”

Обнаруженная Иркутской обсерваторией (станция “Патроны” за 30.06.1908 г.) регистрация геомагнитного возмущения уникальна [5,8,11]. Ни одна из имевшихся на то время обсерваторий не зарегистрировала вариации геомагнитного поля на взрыв. Иркутское магнитное возбуждение оказалось локальным. Исследователи изучали ее сходство с регистрационными данными ядерных взрывов: а) локальность возмущения; б) характер вхождения поля в возбужденное состояние; в) общность хода возбуждения магнитного поля.

Вместе с тем выявлялись и различия: г) величина амплитуды вариаций поля Тунгусского взрыва превосходила имеющиеся регистрации амплитуд по ядерным взрывам; д) менялся характер кривых в отдельных временных участках, и длительность возмущения магнитного поля Тунгусского взрыва превосходила длительность возмущения поля от ядерных взрывов в 4-6 раз.

Касаясь механизмов продуцирования геомагнитного возмущения от Тунгусского взрыва можно говорить лишь о возможных сценариях [8,11]. Одними из наиболее признанных сценариев являются: повышение уровня ионизации в ионосфере; плазма взрывного генезиса; ионизирующее излучение ускоренных частиц вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

Как допустимые механизмы рассматривались способ термической ионизации ионосферы ударной волной взрыва и образование токовой системы ударной волной. В последнее время учитывается версия о значительной роли модифицированного физического вакуума в физике феномена взрыва на р. Подкаменной Тунгуске [5,7].

Рассмотренные нами техногенные воздействия на геомагнитный режим и природное событие на р. Подкаменная Тунгуска (вызвавшие локальное геомагнитное возмущение) указывают на возможность геомагнитного реагирования на энергоемкие процессы в верхней атмосфере и ионосфере.

Воздействия на природное состояние ионосферы Горного Алтая стартами ракетносителей весьма разнообразно и энергоемко. Но, несмотря на широкое освещение этих вопросов, глубокой и длительной проработки физики и геофизики разовых стартов и их кумулятивных последствий в геолого-геофизической среде все еще не произведено. А высокотоннажных стартов уже было несколько тысяч. До настоящего времени нет глобального геофизического мониторинга ионосферы в послепусковой период РН. В имеющихся средствах регистрации и моделях анализа процессов в канале пролета, не учитывается пестрота геолого-геофизической среды под траекторией РН и не опрашиваются зоны вертикального энергоперетока в районах тектонофизических напряжений. Нет регистрации вариаций электросостояний атмосферы, ионосферы и программ опроса состояния геомагнитных вариаций прямыми и косвенными методами.

1. Горный Алтай, входящий в состав Алтае-Саянской складчатой области и лежащий по восточным тангажным плоскостям стартов РН со стороны Казахстана, является уникальной геолого-структурной единицей Земли [4.6]. Его геофизические характеристики значительные и

универсальные: 1. Большие знакопеременные магнитные аномалии и полосовые магнитные тела; 2. Сгущение активных разломов и наличие зон глубинной электрогенерации, где возникают процессы вертикальных энергоперетоков между оболочками Земли; 3. Высокая гелиочувствительность грозоактивности Горного Алтая и зависимость годового количества гроз от четности Солнечного цикла (ориентации знаков магнитного поля солнечных пятен) [10]; 4. Максимальная по Сибири встречаемость разнообразных природных самосветящихся образований в приземной и верхней атмосфере, как прямых признаков зон вертикального энергоперетока [4,6,9]; 5. Наличие сейсмического минимума в районе верховья и среднего течения р. Катунь, в местах повышенной встречаемости природных самосветящихся образований [5,10].

Важность перечисленных особенностей очевидна, но особое место в ряду планетофизических свойств Горного Алтая является его высокая гелиочувствительность, механизм которой начал изучаться только в последние годы. По мере углубления в проблему солнечно-земных взаимосвязей, выяснилась особая функциональная роль самосветящихся образований (шары, полосы, ленты и др. формы). При этом оказалось, что структурные и энергетические характеристики этих образований могут объясняться моделью модифицированного физического вакуума [5,7]. Согласно этой модели, физическим наполнителем самосветящихся форм является “вакуумный домен” – особый вид энергетических преобразований полей: электрического, магнитного, гравитационного и вращательного (спинового). Эти особенности, в совокупности с данными о серии энергоемких событий в прошлом (скоростные процессы Сарганского оледенения 11 тыс. лет назад [4,9]), свидетельствуют о необычности природной мощности процессов в Горном Алтае. Возможно, что и гелиочувствительность, и энергонасыщенность этого региона связана с активностью мантийного плюма Монголо-Тибетской области. С учетом этих характеристик Горного Алтая становится естественным предположение о высокой “техночувствительности” этой территории, особенно энергоемкого направления (ракетные пуски, ядерные взрывы, ЛЭП).

2. Ракетные пуски через территорию Горного Алтая – это основное средство техногенного воздействия на верхнее полупространство. Газоплазменные оболочки Земли, как наиболее тонкая и чувствительная система процессов и состояний, подвергаются огромному энергетическому и вещественному преобразованию [1,3,11,12,14,16,18]. В данном направлении следует напомнить о некоторых видах влияния на верхнюю атмосферу РН Протон.

Прежде всего, обращает на себя внимание вещественные модификации состава ионосферы. Так ежегодный приток водорода в геокосмос при пусках крупнотоннажных РН составляет $6 \cdot 10^{32}$, а природный приток за год достигает $6 \cdot 10^{33}$, т.е. техническое приращение водорода достигло 10% [3,11,14]. Естественно, что столь значительный техногенный приток водорода нарушает глобальный водородный баланс и создает условия для возникновения природно-техногенных

крупномасштабных процессов релаксации. Так в области главного ионосферного максимума идет резкое снижение концентрации электронов. Продуцируются так называемые “ионосферные дыры”, которые и нарушают электрические характеристики ионосферного слоя, возникающий избыток воды и водорода неизбежно влияет на тепловой режим верхней атмосферы, снижает концентрацию озона, модифицирует течение тонких физико-химических процессов. В нижних и средних частях магнитосферы техногенный водород сдвигает равновесие тепловой плазмы и меняет ее концентрацию.

В ключе данной работы представляется важным привести количественные оценки вещественной производительности одного запуска РН Протон на высоту более 100 км [1,14]. Воды выбрасывается 36,7 т, что составляет 17% от количества природной воды на этих высотах. Углекислого газа – 43,7 т, что составляет 1,5% от общего количества газа на этих высотах. Азота – 48,6 т, что составляет 10^{-5} % от общего содержания азота на высоте более 100 км (напомним, что азот является интенсивным озоногасителем).

Очень важной характеристикой влияния РН на ионосферу является “энергетическое загрязнение”. Так на высотах 100-130 км, согласно циклограмме работы 2-ой ступени РН Протон, объем выбрасываемых продуктов сгорания составляет 740 кг/c^{-1} и соответствующая этому потреблению топлива энергия достигает $3,6 \cdot 10^{15}$ эрг. Таким образом, энергия, выделяемая в 1 см^3 , составляет 15–30 эрг, что в $(1,5-3) \cdot 10^7$ раз больше, чем максимальный приток солнечного ультрафиолета в том же элементе объема и на указанных высотах [3,14]. Это соотношение быстро падает во времени, но все же в течение 60-70 минут и на расстоянии в 1000 км будет преимущество техногенного источника энергии. Нарушения вещественного и энергетического равновесия природных процессов в ионосфере меняет суточную температурную вариацию и вещественное перераспределение, что способствует гашению плазмы и меняет электросостояние большого участка ионосферы. Столь масштабное прерывание естественных геофизических процессов сопровождается процессами установления нарушенного равновесия. В связи с тем, что геолого-геофизическая среда Горного Алтая уникальна, поэтому существующие вертикальные энергоперетоки на его территории должны разнообразить процессы релаксации. Одним из откликов на пролет РН Протон может быть локальное геомагнитное реагирование на территории Горного Алтая.

Высказанная выше гипотеза начала подвергаться экспериментальной проверке с октября 2000 года. Работа проводилась на базе Алтайского регионального института экологии с участием сотрудников Института геологии СО РАН (г. Новосибирск) и Горно-Алтайского госуниверситета (г. Горно-Алтайск). Наблюдения вариаций геомагнитного поля осуществлялось на контрольном пункте “Майма”, локализованном вблизи участка большой положительной магнитной аномалии.

В рамках поисковой программы геомагнитный мониторинг нацеливался на обнаружение специфических вариаций магнитного поля, которые могли возникнуть за характерные времена релаксации турбулентности ионосферы в послепусковой период РН. Для регистрации вариаций магнитного поля применялись стандартные геофизические магнитометры типа: ММП-303; ММП-203 (квантовый принцип регистрации напряженности) М-27М (оптико-механическая система). Магнитометр ММП-303 применялся для регистрации полного вектора напряженности магнитного поля в автоматическом режиме с временным шагом записи в 1 минуту. На магнитометрах ММП-203 и М-27М количественные отметки Ta и ΔZ снимались оператором 0,5-1 час (соответственно). Абсолютная погрешность измерений во всех случаях не превышала 1–2 нТл. Время слежения за напряженностью магнитного поля колебалось в пределах 36–72 часа. Начало мониторинга производилось за 6–12 часов до реального пуска РН Протон. Завершение замеров магнитного поля проводилось по истечению 24–36 часов после пускового периода. Регистрационные данные подвергались анализу и строились графики Ta и ΔZ , часть из которых приведена на рис.1.

Проведенными наблюдениями после большинства вышеотмеченных пусков РН (через 8–18 часов) установлено закономерное проявление аномального понижения напряженности магнитного поля (полного вектора и Z -составляющей). Интенсивность максимального понижения ГМП варьировало в пределах от 20 нТл при пуске 02.10.2000 г. до 200 нТл при пуске 22.10.2000 г. Градиент понижения изменялся в пределах 7–28 нТл/час. Время полной релаксации ГМП также варьировало в широких пределах – от 8 часов при пуске 24.01.2001 г. до суток и более (рис.1, табл.2).

Таблица 2

**Характеристики локального снижения Z компоненты
в постпусковой период РН Протона**

Дата запуска	Время от старта, часы	Мах. Z -значений, нТл	Данные Kp	Число пятен, W	Примечания
02.10.2000	9	-20	278	211	
17.10.2000	12	-82	321	130	
22.10.2000	15	-200	001	17	
16.11.2000	13	-90	110	142	Min Kp *)
24.01.2001	14	-36	193	128	
26.02.2001	15	-40	220	99	
07.04.2001	12	-19	443	153	Max Kp *)
28.04.2001	15	-23	153	173	

*) Примечание: Отметим, что min значению Kp соответствует максимальное снижение Z -компоненты и max Kp соответствует минимальное отклонение Z -компоненты.

В большинстве случаев время пусков пришлось на относительно спокойную геомагнитную обстановку и только пуск 26.02.2001 г. проходил

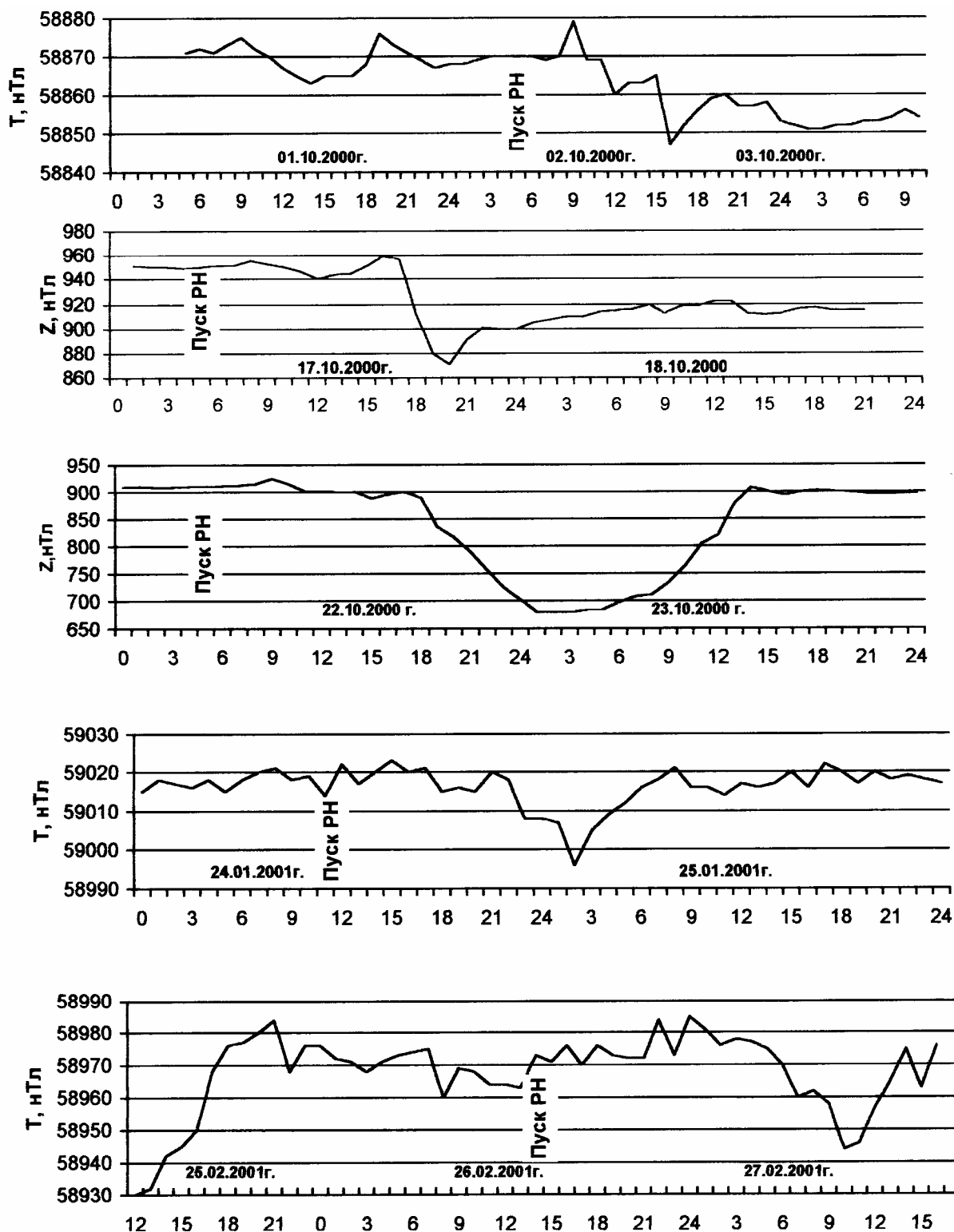


Рис. 1. Вариации магнитного поля в районе г. Горно-Алтайска при пусках ракет-носителей 02.10., 17.10. и 22.10.2000г., 24.01. и 27.02.2001г. (КП "Майма", время местное)

в период сильной геомагнитной бури, закончившейся 25.02.2001 г. Представляют интерес и последние регистрации за 7 и 28 апреля 2001 г. Эти пуски сопровождались минимальными значениями снижения напряженности Z -составляющей. Но впервые было отмечено, что в последующие сутки дневной минимум ГМП был на 10–12 нТл ниже, чем в предыдущий день. Возможно, что эффект “магнитной вязкости” проявился и на вторые сутки ростом контрастности дневного минимума напряженности поля. Кроме того, в послепусковой день правая ветвь минимума более крутая, чем в обычные дни, т.е. можно высказать предположение о том, что ГМП гелиочувствительных зон Горного Алтая “помнит” воздействие РН Протон и отзывается сильными и слабыми геомагнитными откликами. Физическая природа этого явления предположительно заключается в развитии крупномасштабных геофизических турбулентных процессов в ионосфере, связанных с пусками РН.

Отметим, что при решении численных задач по влиянию плазменных инъекций в ионосферу выявлено раздвижение магнитного поля Земли магнитным полем плазменного сгустка. В процессах релаксации инжектированной плазмы, напряженности магнитного поля Земли и плазменной инъекции суммируются, что отмечается ростом напряженности магнитного поля Земли. Давно известен факт гашения ионосферной плазмы и возникновения термических неравновесий при крупнотоннажных ракетных пусках. Поэтому снижение концентрации ионов, за счет гашения плазмы в канале пролета и в зависимости от геомагнитного состояния на данное время, может вызвать локальное снижение Z -составляющей магнитного поля Земли.

Проверка и обсуждение результатов экспериментального обнаружения снижения напряженности Z -компоненты на территории Горного Алтая в послепусковой период РП Протон, сводится к двум пунктам: 1) обнаружение полезного сигнала на территории Новосибирской области и 2) проверка на глобальность реагирования ГМП на ракетные пуски.

1). В связи с тем, что имеющиеся случаи геомагнитного реагирования весьма малочисленны, была предпринята попытка обнаружения магнитного сигнала глобального характера. Эту попытку по нашей просьбе любезно осуществили начальник Комплексной геофизической станции С.Ю. Хомутов и магнитолог О.И. Федотова (станция “Ключи”, г. Новосибирск, СО РАН). Задача решалась в следующей постановке – “Выделить во временной последовательности данных (например, модуля магнитного поля F) вариации, возникающие после запуска РН Протон”. Из-за предельно малой выборки событий возникает большая трудность в оценке статистического критерия для оценки достоверности взаимосвязи исследуемых явлений. При этом следует иметь в виду, что в данных временного ряда имеется множество регулярных (суточные) и нерегулярных (магнитные бури) разноамплитудных вариаций, что в свою очередь усложняет обнаружение сигнала снижения ГМП в послепусковой период. Кроме того, отсутствует физическая модель процесса снижения напряженности магнитного поля.

Анализ магнитных данных показал, что запуск РН Протон на КП “Майма” не приводит к заметным возмущениям магнитного поля в Новосибирске в

послепусковой период за первые 10–15 часов (расстояние – более 400 км севернее). Аналогичные утверждения справедливы и для других компонент магнитного поля: модуль вектора, склонение D . Полученный вывод о том, что геомагнитный отклик не глобальный, не исключает возможности обнаружения аномальных изменений ГМП с характерными временами единицы–десятки минут, которые не выявляются для Новосибирска (дискретность 1 час).

2). Проверка на обнаружение снижения Z -компоненты ГМП в глобальном масштабе проведена анализом составляющих магнитного поля в сутки запуска РН. Были учтены данные станций: Какиока (Япония – ш.36.233; д.140.483) по компонентам X, Y, Z (дискретность 1 мин); Иркутск (ш.52.17; д.104.45) по компонентам H, D, Z, F (дискретность 1 мин); Новосибирск (ш.55.03; д. 82.90) по компонентам H, D, Z, F (дискретность 60 мин); Бельск (Польша, ш.51.837; д. 20.792) по компонентам X, Y, Z (дискретность 1 мин). Согласно количественным данным этих станций по времени возможного возникновения отклика ГМП, обнаружить сигнал снижения Z -компоненты не удалось. Что указывает на локальность реагирования ГМП на запуск РН.

Сформулируем некоторые выводы.

1. Впервые обнаружен эффект снижения напряженности Z составляющей через 10–15 часов после запуска РН Протона на территории Горного Алтая, наподобие локального возмущения ГМП при высотных ядерных взрывах.
2. Дополнительной возможностью исследования обнаруженного эффекта является учет других геофизических данных, косвенно связанных с геомагнитными. Например, результаты вертикального зондирования ионосферы каждого и анализ общего числа пусков РН
3. Часть из вышеотмеченных техногенных (обусловленных пусками РН) возмущений ГМП достигают величин, близких к “солнечным” магнитным бурям, в связи с чем могут рассматриваться как слабо-, так и умеренно интенсивные техногенные магнитные бури, предположительно влияющие на состояние здоровья населения
4. Возмущения полей после пусков РН, как фактор значимого воздействия на здоровье населения, должны быть объектом эколого-гигиенического мониторинга последствий ракетно-космической деятельности в Республике Алтай.

С возрастанием интенсивности и скорости изменения климата необходимость изучения электромагнитных откликов магнитного и электрического полей на старты РН становится все более настоятельным.

Литература

1. Власов М.Н., Крический С.В. Экологическая опасность космической деятельности: Аналитический обзор. – М.: Наука, 1999. – 2400 с.

2. Действие ядерного оружия М.: Воениздат, 1974. – 683 с.
 3. Дмитриев А.Н. Техногенное воздействие на геокосмос. - Новосибирск: Изд-во НГУ, - 1993.- 68 с.
 4. Дмитриев А.Н. Геолого-геофизические признаки скоростных энергоемких процессов на территории Горного Алтая // Минерально-сырьевая база Республики Алтай. Горно-Алтайск, ГАГУ, РИО “Универ-Принт”, 1998.,- с.115-118
 5. Дмитриев А.Н. Природные самосветящиеся образования. Новосибирск: Изд-во Ин-та Математики, 1998. – 243 с. (Серия “Проблемы неоднородного физического вакуума”).
 6. Дмитриев А.Н., Белоусов А.Ф. Изучение глубинных особенностей Горного Алтая // Природные ресурсы Горного Алтая. ГАГУ, РИО "Универ-Принт", 1997- С.59-83.
 7. Дмитриев А.Н., Дятлов В.Л. Модель неоднородного физического вакуума и природные самосветящиеся образования // Новосибирск, - Вестник МИКА, вып.3,- 1996,- с.55-67.
 8. Дмитриев А.Н., Журавлев В.К. Тунгусский феномен 1908 года - вид солнечно-земных взаимосвязей. - Новосибирск: ИГиГ СОАН СССР,- 1984,- 143 с.
 9. Дмитриев А.Н., Шитов А.В. Энергоактивные процессы на территории Горного Алтая //Особо охраняемые природные территории и объекты Республики Алтай и горных систем центра Евразии. Горно-Алтайск: ГАГУ РИО “Универ-Принт”,– 1998. – С.36–37.
 - 10.Дмитриев А.Н., Шитов А.В. Природные самосветящиеся образования на территории Горного Алтая // Итоги и перспективы геологического изучения Горного Алтая. Горно-Алтайск: Горно-Алтайское книжное изд-во. 2000– С.134–143.
 - 11.Кондратьев К.Я. Итоги науки и техники. М.: Том 16, АН СССР,– 1986. – 349 с.
 - 12.Робинсон Дж. П. Воздействие различных видов оружия на экосистемы. М.: ВИНТИ. – 1984. – 84 с.
 - 13.Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера Земли. М.: Атомиздат, 1973. – 423 с.
 - 14.Экологическая безопасность России. Вып.1. Материалы межведомст. Комиссия по эколог. Безопасности (октябрь 1993 г. – июль 1994 г.). М.: Юрид. лит. 1995.–224 с.
 - 15.Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей. (Электромагнитный импульс ядерного взрыва). М.: Воениздат. 1974. – 234 с.
 - 16.Daly P.W., Whlen B.A. Thermal fon results from experiment to produce artificially an ionospheric holo: Lagopedo UNO// J. Geophys. Res. 1979. V.84, № 11. P.6581.
-

17. Holmozen G., Bostrom R., Kelley M.C. et al. Trigger an active release experiment that stimulated auroral particle, precipitation and wave emissions // J. Geophys. Res. 1980. V.85, №10. P.5043.
18. Kikuchi H. Overview of power-Line radiation and its coupling to ionosphere and magnetosphere // Space Scien. Rev/ 1983, №1. P.34–41/

ВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ХАРАКТЕРИСТИК F-РАССЕЯНИЯ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Выборнов Ф.И., Крупеня Н.Д., Митякова Э.Е., Рахлин А.В.

*Научно-исследовательский радиофизический институт
603950, Нижний Новгород, Б. Печерская ул., 25/14, НИРФИ*

Представлены результаты анализа данных вертикального зондирования ионосферы на станции Зименки (г. Нижний Новгород). По материалам январских и июльских ионограмм построены графики зависимости среднего индекса F-рассеяния от времени суток для интервала лет с 1964 по 1992 год. Отмечается наличие тренда и двух-шестилетних периодов во временных рядах исследуемого явления.

В настоящее время обнаружены существенные климатические изменения во всей толще земной атмосферы вплоть до 300 км и выше. Эти изменения включают в себя вариации не только метеорологических характеристик, но и химического состава средней и верхней атмосферы (см., например, [1,2]). В ионосфере, как части верхней атмосферы, так же обнаружены изменения некоторых характеристик. Например, в работе [3], приводятся данные по изменению критических частот F-слоя ионосферы за последние десятилетия, и отмечается наличие положительного тренда. В работе [4] приведены данные об изменении коэффициента поглощения радиоволн средневолнового диапазона на высотах D-слоя ионосферы, который зависит от содержания углекислого газа на этих высотах. Изменение параметров ионосферы несомненно сказывается на качестве и надежности радиосвязи. Прогнозирование каналов радиосвязи и условий распространения радиоволн должно проводиться с учетом долговременных изменений параметров ионосферы.

Одним из видов возмущения ионосферы является F-рассеяние или F-spread – явление, наблюдаемое на всей сети ионосферных станций и проявляющееся в диффузности, расплывании трека высотно-частотного отражения на ионограммах станций импульсного вертикального зондирования. При этом затруднено определение критических частот и высот отражения F-слоя. Отраженный от ионосферы высокочастотный

импульс в условиях F-рассеяния имеет значительно большую длительность, чем зондирующий. Данное явление однозначно отождествляется с присутствием неоднородностей электронной концентрации в области отражения электромагнитной волны в ионосфере [6].

Количественной характеристикой F-рассеяния являются вероятность появления и степень (интенсивность) рассеяния. Вероятность появления P определяется как отношение числа случаев наблюдаемого рассеяния к общему числу наблюдений или отношение продолжительности рассеяния к общему времени наблюдений. Степень рассеяния определяется по 4-х бальной шкале Бриггса [7] и учитывает широтные особенности проявлений F-рассеяния.

Для осуществления долгосрочного прогноза появляемости F-рассеяния и выявления периодичности и тренда был проведен анализ ионограмм среднеширотной станции импульсного вертикального зондирования Зименки (НИРФИ, г. Нижний Новгород) за 1964 – 1992 гг. Параметры аппаратуры и антенно-фидерных систем за этот интервал не менялись, поэтому ряд ионосферных данных можно считать однородным.

Получены временные зависимости вероятности появляемости и степени F-рассеяния для разных сезонов указанного периода.

Подтверждается (см., например, [6]) наличие 11-летнего цикла и соответствие более высокого индекса F-рассеяния и вероятности его появляемости в годы низкой солнечной активности.

Обнаружено возрастание средней степени F-рассеяния в периоды наибольших изменений во временном ходе солнечной активности (1969, 1972 и 1982 гг.).

Общей особенностью построенных рядов является заметное повышение среднего индекса F-рассеяния и вероятности появляемости от

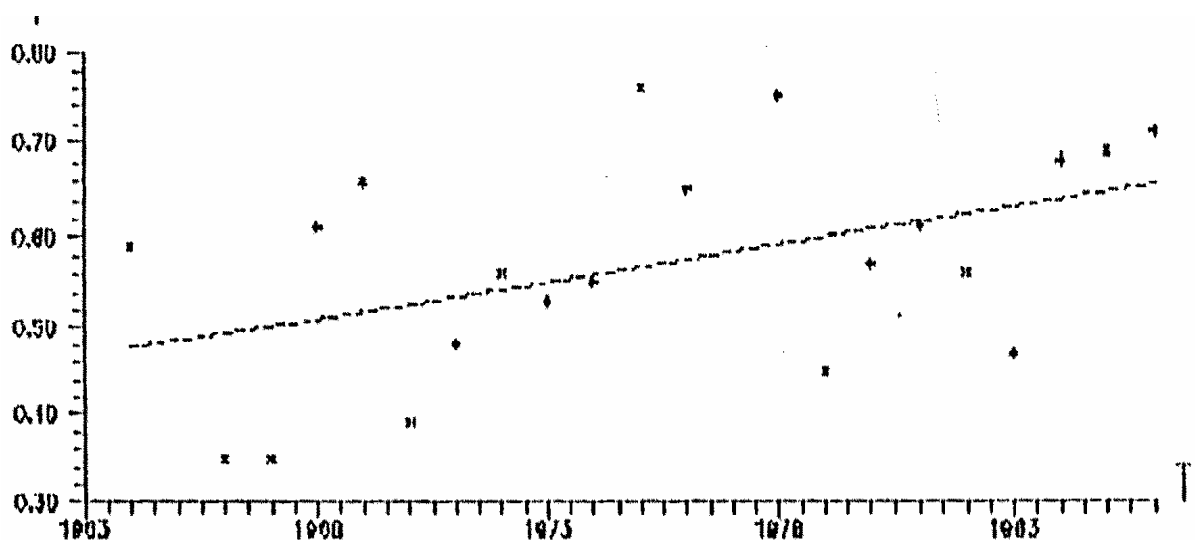


Рис. 1

цикла к циклу для любого сезона. На рис.1 приведена зависимость вероятности F-рассеяния за январь месяц $P(T)$ для интервала 1966 -1992 гг.

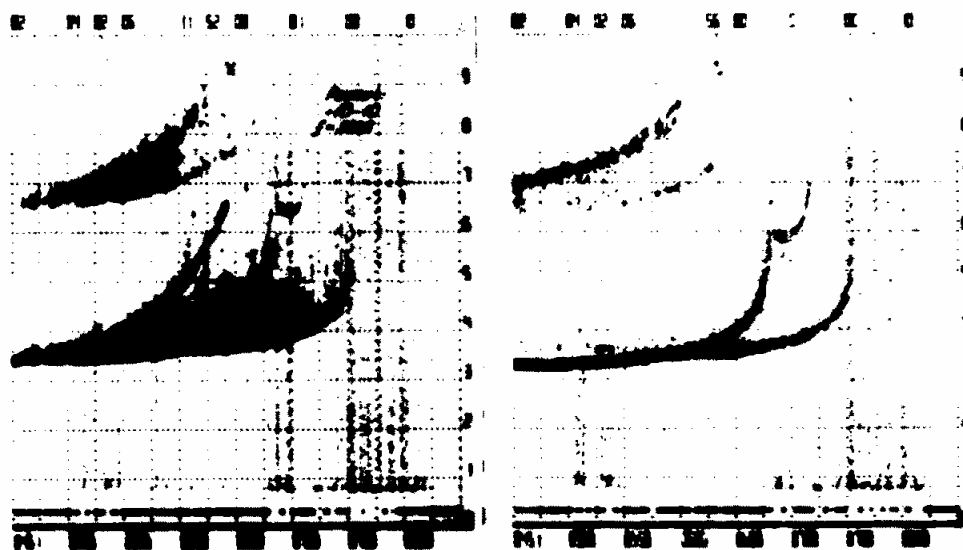
Получены регрессионные уравнения, описывающие поведение сезонных индексов F-рассеяния I и вероятности появляемости P . Например, январские данные за два цикла солнечной активности 1964 - 1986 гг. описываются регрессионными уравнениями:

$$I = 0.0064T - 12.18,$$

$$P = 0.0081T - 15.43,$$

где T – год в указанном интервале лет.

Увеличение индекса на интервале анализа составило от 10 до 70% в зависимости от сезона. Например, средний индекс F-рассеяния для июля за 1977 – 1988 гг. по сравнению с 1966 – 1977 гг. возрос в 1.6 раза. Авторы полагают, что такой рост мог быть результатом действия техногенных факторов. Непрерывный рост интенсивности электрических, магнитных и электромагнитных полей промышленных предприятий, линий электропередач и радиопередающих систем региона несомненно сказался на изменении вероятности появляемости F-spread. Специально проведенные эксперименты по воздействию на ионосферу мощным высокочастотным излучением [8] показали, что отраженный от ионосферы сигнал становится диффузным уже через несколько минут работы нагревного стенда с выходной мощностью 100 кВт и антенной с коэффициентом направленного действия 80. Если F-рассеяние в ходе таких экспериментов наблюдалось в любое время суток, то изменений критической частоты F-слоя ионосферы не наблюдалось (на рис. 2 ионограмма **а** снята во время работы нагревного стенда, а ионограмма **б** в паузе). Можно предположить, что выявленный в [1,3] тренд значений критических частот скорее всего является следствием изменения



а

б

Рис. 2

солнечной активности, а обнаруженный нами положительный тренд вероятности появляемости и интенсивности F-рассеяния может быть вызван как естественными, так и техногенными факторами.

Известно, что перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) часто являются предвестниками F-рассеяния. При анализе ионограмм было

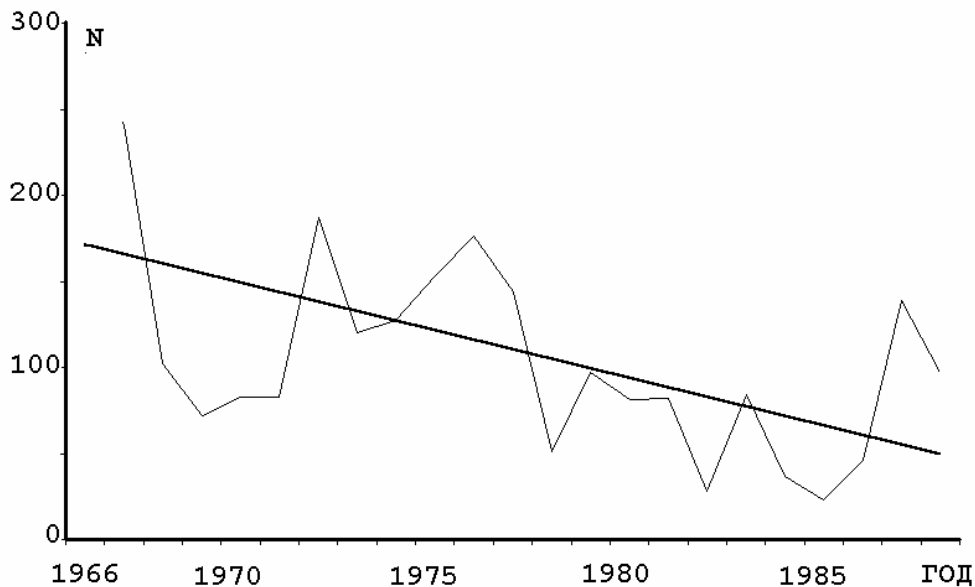


Рис. 3

замечено, что они регистрировались исключительно в дневное время. Анализ зависимости числа N зарегистрированных ПИВов в течении года за период с 1966 по 1988 гг. позволяет утверждать о наличии отрицательного тренда (рис.3).

В года минимума активности Солнца отмечалась большая появляемость ПИВов типа "серп". Цикличность солнечной активности проявляется в характеристиках F-рассеяния и ПИВов. Как известно, электромагнитное излучение Солнца является источником ионизации нейтральных частиц атмосферы на околоземных высотах. Естественно, что характеристики ионизованных областей атмосферы, т.е. ионосферы разных высот, существенно зависят от солнечной активности (СА). Электронная концентрация в спокойной ионосфере изменяется в среднем в 1,5-2 раза пропорционально активности основного одиннадцатилетнего цикла Солнца и зависит от сезона и времени суток [5].

Связь одиннадцатилетних циклов F-рассеяния и солнечной активности давала основание полагать наличие корреляционных связей между этими явлениями и на более коротких периодах. Построение данных об интенсивности F-рассеяния от времени суток для разных сезонов в виде

трехмерных графиков позволило авторам выявить более короткие, чем 11 лет, периоды (см. рис. 4 для лета).

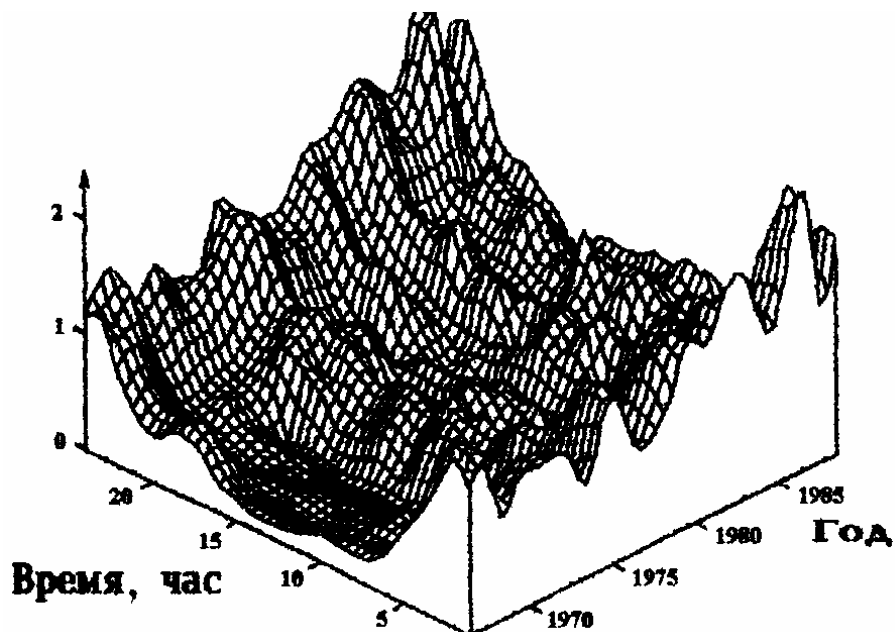


Рис. 4

Для анализа возможных периодичностей в явлении F-рассеяния рассматривались ряды данных отдельно для различных сезонов годового цикла. Для однородной обработки рядов данных F-рассеяния было проведено их усреднение за месячный период, а затем из полученного ряда была вычтена компонента, обусловленная одиннадцатилетним циклом.

Результаты Фурье-обработки таких модифицированных рядов данных приведены на рис.5 для июльских значений. В явлении F-рассеяния

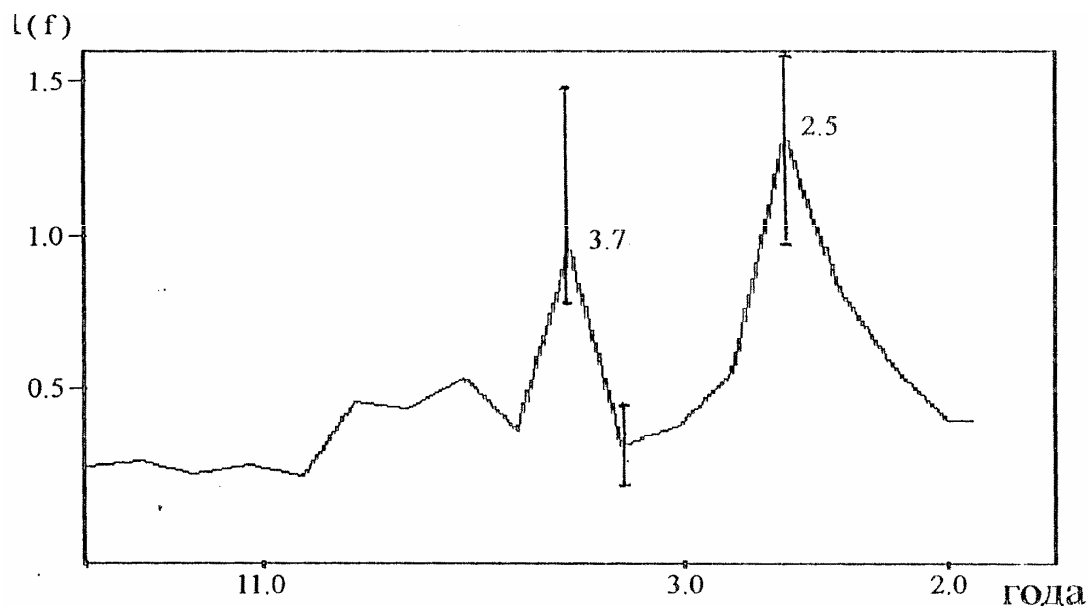


Рис. 5

наблюдается выделенная периодичность, составляющая 2.5 и 3.7 года. Для оценки достоверности выделенных пиков проведена стандартная процедура вычисления 50 % доверительных интервалов, которые приведены на рисунке.

Как известно, до настоящего времени нет разработанной теории, объясняющей количественную взаимосвязь F-рассеяния с явлениями СА. Это не позволяет нам объяснить механизм наблюдающейся 2-4 летней периодичности F-рассеяния и ее возможную связь с СА.

Выводы

1. Анализ данных ионосферной станции вблизи г. Нижний Новгород позволил выявить положительный тренд вероятности и степени F-рассеяния среднеширотной ионосферы для всех сезонов года, который, как ясно из экспериментов по искусственному воздействию на ионосферу мощным ВЧ излучением, может быть следствием роста техногенного воздействия.

2. Из анализа материалов тридцатилетних наблюдений установлено наличие характерных периодов 2-4 года в данных по F-рассеянию;

3. Показано, что число случаев регистрации ПИВ типа “серп” за год зависит от солнечной активности, но постоянно уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 99-02-16052).

Литература

1. Данилов А.Д. Долгопериодные вариации температуры и состава мезосферы и термосферы. - Геомагнетизм и аэрономия, Т. 37, №2, с.1-17.

2. Семёнов А.И., Шефор Н.Н., Фишкова Л.М. и др. Об изменении климата верхней и средней атмосферы. - Доклады Академии Наук. Геофизика, т. 349, №1, 1996 г., с. 108-110.

3. Bremer J. Ionospheric trends in mid-latitudes as a possible indicator of the atmospheric greenhouse effect. - Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol.54, № 11/12, pp. 1505 – 1511, 1992.

4. Несторов Г., Панчева Д., Данилов А.Д. - Геомагнетизм и аэрономия, 1991 г., Т. 31, № 6, с. 131.

5. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984 г., 392 с.

6. Гершман Б.Н., Казимировский Э.С., Кокуров В.Д., Чернобровкина Н.А. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.:Наука,1984 г., 141 с.

7. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 1977 г., с. 341.

8. Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В. Отклик ионосферы на возмущение мощной радиоволной. – Препринт НИРФИ № 376, Н.Новгород, 1993 г., 27 с.

СЕКЦИЯ 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ**РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИМВОЛЬНЫХ
КОМПЬЮТЕРНЫХ МЕТОДОВ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ
ТУРБУЛЕНТНЫХ МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ
ПРИМЕНИТЕЛЬНО К b - ε МОДЕЛИ**

Носов В.Н., Подгребенков А.Л., Горелов А.М.

*Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского
РАН (ГЕОХИ РАН)*

Для дистанционного наблюдения за объектами экологического мониторинга (предвестники подводных землетрясений и вулканических извержений, внутренние волны, движущиеся искусственные объекты, природные и антропогенные загрязнения и т. п.) часто используется тот факт, что данные объекты оказывают воздействие на спектральные характеристики морского волнения. В наибольшей степени это воздействие обнаруживается в области мелкомасштабного волнения, а именно в диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн. Поэтому для эффективного использования дистанционных средств наблюдения весьма важной является задача разработки методик, расчета степени и характера воздействия различных подводных источников на параметры морских волн.

Авторами работы для решения поставленной задачи была использована известная b - ε - модель турбулентности [1] при исследовании воздействия на поверхность океана возмущений, возникающих в его толще от названных выше подводных объектов. Основным методом решения таких задач, описываемых системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, является численный расчет, проводимый на больших и сверхбольших ЭВМ.

В последнее время все более широкое распространение получили математические системы компьютерной алгебры (символьной математики), которые с успехом выполняют практически все встречающиеся при описании физических процессов символьные математические операции, включая дифференцирование, интегрирование и символьное решение сложных систем математических уравнений различного вида. Наибольшую известность получили три класса систем символьной математики: созданная на базе языка искусственного интеллекта MyLisp малая система Derive [2], мощные системы серии Mathematica [3] и наиболее мощные в символьных вычислениях системы канадской фирмы Waterloo Maple Software – Maple V [4], которые делают возможным их применение для решения задач теории поля, теплопроводности, аэродинамики и других областях, в том числе и в гидродинамике, в частности в теории турбулентных течений.

Проведенный авторами анализ показал, что точное аналитическое (символьное) решение в рамках b - ε модели турбулентных течений возможно лишь на стадии максимально возможного упрощения последней, а именно – для модели мелкомасштабной турбулентности в слабосдвиговом потоке устойчиво стратифицированной жидкости. Для более сложных моделей в точном аналитическом виде были получены только некоторые промежуточные результаты.

Существенно большей универсальностью обладают символьные методы, основанные на представлении неизвестных функций системы уравнений в виде суперпозиции ортогональных функций определенного вида. Такие методы занимают по универсальности применения промежуточное место между численными и аналитическими методами решения дифференциальных уравнений.

Для дифференциальных уравнений в частных производных можно выделить три группы суперпозиционных методов решения:

1. методы, основанные на разделении переменных в решениях;
2. методы, основанные на представлении решений в виде интегральных преобразований;
3. методы, основанные на представлении решений в виде дискретных сумм.

Для применения таких методов исходную систему дифференциальных уравнений модели

$$\begin{aligned} & Fl(\{C\}_{n_0}, \{x\}_{n_1}, t, \{G(\{x\}, t)\}_{n_2}, \{Y(\{x\}, t)\}_{n_3})_{i_4} = \\ & = Fr(\{C\}_{n_0}, \{x\}_{n_1}, t, \{G(\{x\}, t)\}_{n_2}, \{Y(\{x\}, t)\}_{n_3})_{i_4}, \quad i_4 = 1, \dots, n_4, \end{aligned} \quad (1)$$

где: $\{C\}_{n_0} = C_1, C_2, \dots, C_{n_0}$ - постоянные коэффициенты системы уравнений, n_0 – число постоянных коэффициентов, $\{x\}_{n_1} = x_1, x_2, \dots, x_{n_1}$ - пространственные переменные системы уравнений, n_1 – число пространственных переменных, t – временная переменная системы уравнений, $\{G(\{x\}, t)\}_{n_2}$ - множество известных функций системы уравнений вместе с их производными, n_2 – число известных функций и их производных, $\{Y(\{x\}, t)\}_{n_3}$ - множество неизвестных функций системы уравнений вместе с их производными, n_3 – число известных функций и их производных, i_4 – текущий индекс уравнения в системе, n_4 - число уравнений в системе, необходимо представить в развернутом и нормализованном виде

$$\begin{aligned} & \left(\sum_{i=1}^{n_7(i_3)} \left(\prod_{i_0=1}^{n_0} C_{i_0}^{s_{i_0, i_3}^0} \right) \left(\prod_{i_1=1}^{n_1} x_{i_1}^{s_{i_1, i_3}^1} \right) t^{s_{i_3}^{1, i_3}} \left(\prod_{i_2=1}^{n_2} G(\{x\}, t)_{i_2}^{s_{i_2, i_3}^2} \right) \right) \cdot \\ & \cdot \left(\prod_{i_4=0}^{n_4} \left(\prod_{i_5=1}^{n_3} \left(\frac{\partial}{\partial \{x\}^{i_4}} Y(\{x\}, t)_{i_5} \right)^{s_{i_3, i_4, i_5}^5} \right) \left(\prod_{i_6=1}^{n_6} F(\{Y(\{x\}, t)\}, \{x\}, t)_{i_6}^{s_{i_3, i_6}^6} \right) \right)_{i_3} = 0, \quad i_3 = 1 \dots n_3, \end{aligned} \quad (2)$$

где: $F(\dots)$ – неразвертываемые функции, содержащие решения в качестве своих аргументов, n_6 – число неразвертываемых функций $F(\dots)$, s_i – целочисленные функции – степени операндов, $n_7(i_3)$ – число одночленов в развернутом уравнении, i_3 – текущий индекс уравнения.

Анализ показал, что для расчета моделей турбулентности пригодны только методы третьей группы вследствие нелинейности системы дифференциальных уравнений.

Наиболее часто для дискретного представления используются система тригонометрических функций (обобщается в систему экспоненциальных функций с мнимым аргументом) и система степенных функций (представление решения в виде ряда Тейлора). Причем, для решения дифференциальных уравнений последняя предпочтительней.

Представление неизвестных функций рядом Тейлора в окрестности точки x_{10} формализуется в виде

$$Y(x_1, \{x\}_1) = \sum_{k=0}^{\infty} y_s(k, \{x\}_1, x_{10})(x_1 - x_{10})^k, \quad (3)$$

где:

$$y_s(k, \{x\}_1, x_{10}) = \frac{1}{k!} \frac{\partial^k}{\partial x_1^k} (Y(x_{10}, \{x\}_1)). \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что, если граничные (начальные) условия выбраны относительно переменной разложения (в нашем случае – переменная x_{10}), то первые коэффициенты разложения (с точностью до числового множителя $1/k!$) являются этими граничными (начальными) условиями. Выявленная выше особенность делает существенно привлекательным использование такого разложения для систем дифференциальных уравнений в частных производных, поскольку при правильном выборе граничных (начальных) условий (односторонние граничные условия относительно какой-либо выбранной переменной) для получения уравнений относительно коэффициентов разложения достаточно применить всего лишь одномерное разложение в ряд Тейлора по выбранной переменной в окрестности точки постановки граничных условий.

Применяя решения в виде (4), исходная система дифференциальных уравнений относительно неизвестных функций преобразуется в

$$\left(\sum_{i=1}^{n_7(i_3)} \left(\sum_{m=0}^{\infty} \Phi(w, q, m, st(\{C\}, \{x\}_1, \{gs\}, \{ys\}), s_0)_i (x_1 - x_{10})^m \right) \right)_{i_3} = 0, \quad i_3 = 1, \dots, n_3, \quad (5)$$

где: $\Phi(w, q, m, st(\{C\}, \{x\}_1, \{gs\}, \{ys\}), s_0)_i$ – корреляционная сумма, w – аргумент корреляционной суммы, q – число компонент корреляционной

суммы, m – степень корреляционной суммы, $st(\{C\}, \{x\}_1, \{gs\}, \{ys\})$ – трансформированный одночлен исходного уравнения, $s_0 = s_1 1_{i3}$ – начальное значение степени корреляционной суммы.

Из (5) получаем систему дифференциально-алгебраических уравнений (ДАУ) – алгебраических относительно неизвестных и возможно дифференциальных относительно коэффициентов

$$\left(\sum_{i=1}^{n7(i3)} \Phi(w, q, m, st(\{C\}, \{x\}_1, \{gs\}, \{ys\}), s_0)_i \right)_{i3, m} = 0, \quad (6)$$

$$i3 = 1, \dots, n3, \quad m = 0, \dots, \infty.$$

Присоединяя к (6) систему граничных (начальных) условий (односторонние граничные условия относительно координаты разложения x_1)

$$ys(x_{10}, \{x\}_1)_{0, i1} = Y(x_{10}, \{x\}_1)_{i1} = Y_0(\{x\}_1),$$

$$ys(x_{10}, \{x\}_1)_{1, i1} = \frac{\partial}{\partial x_1} (Y(x_{10}, \{x\}_1)_{i1}) = Y_1(\{x\}_1),$$

.....

$$ys(x_{10}, \{x\}_1)_{n4, i1} = \frac{\partial^{n4}}{\partial x_1^{n4}} (Y(x_{10}, \{x\}_1)_{i1}) = Y_{n4}(\{x\}_1), \quad (7)$$

получаем решения системы уравнений относительно этих граничных (начальных) условий

$$ys(x_{10}, \{x\}_1)_{m, i1} = ys(x_{10}, \{x\}_1, \{Y_{i4}(\{x\}_1)\}_{n4})_{m, i1}, \quad (8)$$

Подставляя коэффициенты (8) в разложения (3), получаем решение для неизвестных функций в виде:

$$Y(\{x\})_{i1} = Y(\{x\}, \{Y_{i4}(\{x\}_1)\}_{n4})_{i1}. \quad (9)$$

Применение рассматриваемого метода ограничивается только возможностью аналитического разрешения системы ДАУ (6) и его универсальность практически не уступает универсальности численных методов.

К настоящему времени разработано программное обеспечение для получения решений для рассматриваемой модели. Ядром созданного пакета программ является модуль компьютерного символьного решения широкого класса нелинейных дифференциальных уравнений путем разложения их в степенной ряд при односторонних граничных условиях.

Структурно-функциональная схема программы приведена на рис. 1. В составе программы можно выделить:

- Блок подготовки исходной записи в составе редактора формирования каталога записей исходных систем ДУ и блока реализации необходимого набора компьютерных символьных операций для проведения преобразований исходных ДУ;

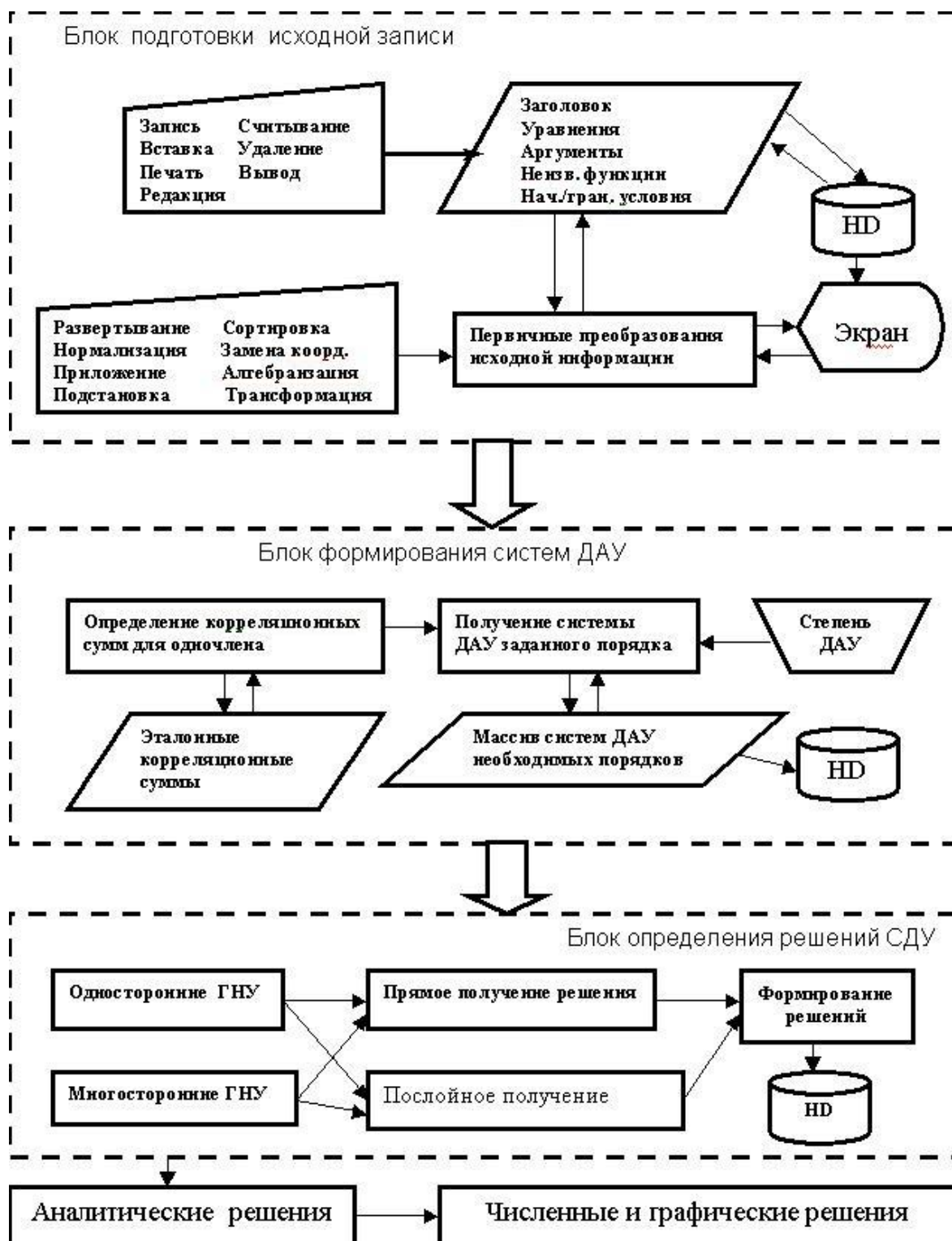


Рис. 1

- Блок формирования систем ДАУ, осуществляющий трансформацию исходной системы ДУ в рекуррентную систему алгебраических уравнений для определения коэффициентов степенного представления решений исходной системы. Основой для получения системы ДАУ является блок формирования корреляционных сумм для заданного порядка коэффициента степенного представления. Базовыми граничными (начальными) условиями, которые одновременно являются и первыми коэффициентами степенного представления решения, являются граничные (начальные) условия в точке разложения.

- Блок определения базовых символьных решений состоящий из модуля получения коэффициентов степенного представления решений для граничных (начальных) условий в точке разложения на основе решения рекуррентной системы ДАУ, модуля получения коэффициентов степенного представления решений для многосторонних граничных (начальных) условий, модуля получения коэффициентов степенного представления для послойного (по координате разложения) решения при односторонних и многосторонних граничных условий и модуля формирования символьных базовых решений.

Блок определения рабочих решений.

Правильность работы программы была проверена на b - ε модели мелкомасштабной турбулентности в слабосдвиговом потоке устойчиво стратифицированной жидкости, описываемой уравнениями [5]

$$\frac{d B(\theta)}{d \theta} = -c_3 E(\theta), \quad (10)$$

$$\frac{d E(\theta)}{d \theta} = -d_3 \frac{E(\theta)^2}{B(\theta)}, \quad (11)$$

$$B(0) = B_0, \quad E(0) = E_0, \quad (12)$$

имеющими точное аналитическое решение в виде:

$$\frac{E(\theta)}{E_0} = \left(\frac{1}{K} \frac{E_0}{B_0} (\gamma - 1) \theta + 1 \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}, \quad (13)$$

$$\frac{B(\theta)}{B_0} = \left(\frac{1}{K} \frac{E_0}{B_0} (\gamma - 1) \theta + 1 \right)^{\frac{1}{1-\gamma}}, \quad (14)$$

где $K(c_3, d_3)$ и $\chi(c_3, d_3)$ – константы, для которой было получено решение

$$\frac{E(\theta)}{E_0} = 1 + \gamma * \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{(-1)^i n^i}{i! K^i} \prod_{j=1}^{i-1} ((j+1)\gamma - j)(\theta - \theta_0)^i \right),$$

$$\frac{B(\theta)}{B_0} = 1 - \frac{n}{K}(\theta - \theta_0) + \gamma \sum_{i=2}^{\infty} \left(\frac{(-1)^i n^i}{i! K^i} \prod_{j=1}^{i-2} ((j+1)\gamma - j)(\theta - \theta_0)^i \right),$$
(15)

суммы в (15) были точно вычислены в программной среде Maple V и совпали с аналитическими решениями (13) и (14).

Литература

1. Турбулентность./ Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена.-М: Мир,1980.-525 с.
2. Дьяконов В. П. Справочник по применению системы Derive.-М.:Наука, 1996.
3. Дьяконов В. П. Системы символьной математики Mathematica 2 и Matematica 3.-М.: СК Пресс, 1998.
4. Дьяконов В.П. Математическая система Maple V R3/R4/R5.-М.:СОЛОН, 1998.
5. Баренблатт Г.И. Эволюция турбулентности в сдвиговом потоке устойчиво стратифицированной жидкости//ФАУ.-1990.-Т. 86, № 12.-С. 1275.

МЕХАНОХИМИЧЕСКИЙ РАСПАД ВОДЫ КАК ИСТОЧНИК КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ

Селивановский Д.А.¹, Диденкулов И.Н.¹, Домрачев Г.А.², Стунжас П.А.³

¹ *Институт прикладной физики РАН, E-mail din@hydro.appl.sci-nnov.ru,*

² *Институт металлоорганической химии РАН,*

³ *Институт океанологии им. П.П.Ширшова, РАН*

В гидросфере и атмосфере Земли повсеместно присутствует пероксид водорода (H₂O₂), при распаде которого образуется молекулярный кислород. Считается, что это основной путь пополнения атмосферы абиогенным кислородом. Но поскольку концентрации H₂O₂ в природе малы, роль H₂O₂ в глобальных процессах до сих пор не акцентировалась. Кроме того, как оказалось, имеющиеся идеи о механизмах генерации H₂O₂ не объясняют потоки H₂O₂ в природе. Ниже рассматривается ранее неучтенный механохимический механизм образования H₂O₂, который удовлетворительно согласует известные сведения о концентрациях и

потоках H_2O_2 в природе. При этом, в частности, показано, что кислородная атмосфера могла произойти абиогенным путем.

Существование H_2O_2 в природе неразрывно связано с водой. Считается, что в основном H_2O_2 образуется в атмосфере. В дождях концентрации H_2O_2 достигают: $n(\text{H}_2\text{O}_2) = 10^{-4}$ моль/л [1] (при средних $\langle n(\text{H}_2\text{O}_2) \rangle \approx 5 \times 10^{-7}$ моль/л, что дает поток H_2O_2 в осадках $m(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 2 \times 10^{11}$ моль/год, т.е. около 10^7 т/год).

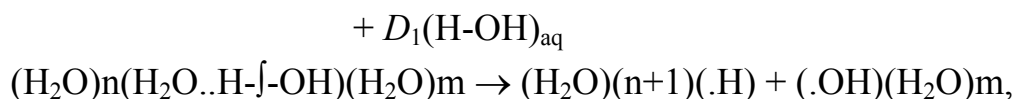
Главной причиной появления H_2O_2 в осадках считался (да и считается) фотолиз воды. H_2O_2 появляется как следствие объединения гидроксил-радикалов: $\cdot\text{OH} + \cdot\text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$, и из-за захвата радикалов $\cdot\text{H}$ кислородом атмосферы: $\cdot\text{H} + \text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \cdot\text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$.

Но фотолиз воды осуществляется, в основном, на высотах более 20 км, и с этих высот H_2O_2 не может попасть в осадки, так как характерные времена вертикального обмена в атмосфере на высотах между слоем 10-40 км и более низкими слоями атмосферы сравнительно велики: 10-100 часов, а время жизни H_2O_2 из-за фотолиза на высотах >10 км меньше часа. Но и на высотах <10 км время жизни H_2O_2 не более нескольких часов. Это происходит уже не из-за фотолиза H_2O_2 , а из-за распада и утилизации H_2O_2 при фотохимических реакциях на аэрозолях, которые сосредоточены в основном в нижних слоях атмосферы и которые, как правило, содержат катализаторы разложения H_2O_2 . Таким образом для существующего наполнения осадков в тропосфере должно генерироваться не менее $m(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 2 \times 10^{13-14}$ молей/год, и лишь малая часть этого потока достигает поверхности.

Другие механизмы, привлекаемые для объяснения потока H_2O_2 в осадках, (например, фотохимические реакции пара с атомарным кислородом или с озоном, фотодиссоциация в виде: $\text{OH}^- \rightarrow e^-_{\text{aq}} + \cdot\text{OH}$ или радиолиз) также оказываются несостоятельными.

Для объяснения потока H_2O_2 в осадках мы предлагаем рассмотреть диссоциацию жидкой воды (и, как следствие, появления H_2O_2) при механохимических реакциях деструкции жидкой воды. В этом случае жидкая вода рассматривается как динамически нестабильная полимерная система. Для этого есть достаточно оснований, т.к. вода (жидкая вода, т.е. при температурах $0-70^\circ \text{C}$) – это глубоко ассоциированная система, имеющая, подобно полимерам, их растворам и расплавам многочисленные экстремумы температурных характеристик. Это означает существование и температурные перестройки структур воды, подобных макромолекулам полимеров. При таком рассмотрении жидкой воды к процессам ее диссоциации приложимы, по аналогии, идеи о механохимических процессах диссоциации полимеров.

Подобно тому, как это происходит с полимерами, реакции диссоциации воды должны осуществляться при воздействии на воду различных возбудителей деформаций, механических напряжений, колебаний, а также при фазовых переходах воды. При диссоциации воды, как и при фотолизе, и радиоллизе в воде появляются "нейтральные дефекты" - радикалы воды: $\cdot\text{OH}$ -радикалы и атомы водорода $\cdot\text{H}$, а H_2O_2 является следствием их рекомбинации. В целом такие механохимические превращения воды можно записать в виде:



т. е. и диссоциация молекул воды, и реакции с участием $\cdot\text{OH}$ -радикалов и $\cdot\text{H}$ -атомов происходят в жидкой фазе, когда радикалы $\cdot\text{H}$ и $\cdot\text{OH}$ образуются и присутствуют в воде в сольватированном виде в "клетках" из ассоциатов молекул воды. В структурах воды радикалы $\cdot\text{H}$ и $\cdot\text{OH}$, как оказалось, могут иметь громадные времена жизни (десятки секунд и более), и это существенно влияет на характеристики реакций радикалов воды между собой и с веществами, растворенными в воде. Например, в присутствии воздуха осуществляются, как указывалось реакции с O_2 , а также с N_2 и CO_2 с образованием нитратов, аммиачных соединений и углеводов. Это происходит из-за того, что реакционные способности радикалов и атомов водорода в жидкой воде весьма высоки.

Для жидкой воды механохимическая диссоциация, как было ранее показано [2], практически не имеет в земных условиях (т.е. при температуре $0-70^\circ\text{C}$) порога осуществления: количество продиссоциировавших молекул пропорционально энергии в широком диапазоне интенсивностей воздействия на воду. Это означает, что диссоциация воды происходит не только из-за фотолиза и радиоллиза, но и при других природных процессах.

Сравнивать "возможности" разных способов активации воды для ее диссоциации возможно, используя "эффективность" диссоциации воды: $K = W_x / W_d$, где W_x - часть энергии активации воды, потраченная на радикальную диссоциацию воды, а W_d общие потери энергии при активации воды. Когда радикалы взаимодействуют лишь между собой (вода без акцепторов радикалов) и когда структура воды не искажена присутствием примесей [3], W_x можно оценить по выходу H_2O_2 или H_2 :

$$W_x[\text{Дж/л}] = \{D_{IR} \times 2 \times N \times k\} \times \Delta n(\text{H}_2\text{O}_2 \text{ или } \text{H}_2) = A \times \Delta n(\text{H}_2\text{O}_2 \text{ или } \text{H}_2) \quad (1)$$

Здесь $D_{IR} = 5.2 \text{ эВ} = 8 \times 10^{-19} [\text{Дж/моль}]$ - первая энергия диссоциации связи H-OH изолированной молекулы воды. Стехиометрический коэффициент 2 учитывает необходимость диссоциации двух молекул воды для появления

одной молекулы H_2O_2 , или H_2 . Увеличение Δn (H_2O_2 или H_2) [моль/л] можно измерить в опытах, N - число Авогадро. Коэффициент k учитывает долю обратной реакции радикалов при образовании вновь воды: $\cdot H + \cdot OH \rightarrow H_2O$. Коэффициент k , как было выяснено [2], спадает экспоненциально при повышении температуры: при $0^\circ C$ $k=100$, при $10^\circ C$ $k=30$, а для $40^\circ C$ близок к единице и далее уже не меняется. Это позволяет определять эффективность диссоциации воды по выходам H_2O_2 (или H_2) в опытах с водой, не содержащей акцепторов радикалов, в диапазоне температур $0-70^\circ C$.

В наших экспериментах степень диссоциации воды оценивалась по появлению в активированной тем или иным способом воде H_2O_2 , концентрацию которого измеряли хемилюминесцентным способом [2]. Мы провели опыты с измерением концентраций H_2O_2 в воде после ее переконденсации, перемораживания, после перемешивания (в том числе действием звука – сонолиз), после воздействия на воду ЭМ-полем.

Определенные в этих опытах величины эффективностей диссоциации воды возможно использовать для глобальных оценок продуцируемости H_2O_2 в природе. Эти оценки делались по формуле:

$$m(H_2O_2) = \{K_{123} \times W_{дп}(1,2,3...)\} / A. \quad (2).$$

Здесь эффективности диссоциации воды K_{123} для разных процессов найдены в опытах. $W_{дп}(1,2,3...)$ - годовые потери энергии в разных процессах на Земле. A определен в (1). Коэффициент k принят $=0.5$, как и в опытах с водой, насыщенной кислородом [3].

Сделанные таким образом оценки сведены в Таблицу.

Процесс, приводящий к диссоциации воды в природе	Диссипативные потери за год [Дж/год]	Эффективность диссоциации воды K	Годовой выход H_2O_2 $m(H_2O_2)$ [молей/год]
Течения	10^{20}	10^{-8}	10^8
Волны, рябь, Прибой	5×10^{19}	6×10^{-6}	5×10^8
Таяние льда и снега	10^{22}	2×10^{-5}	7×10^{10}
Испарение – конденсация ($T=10^\circ C$)	10^{24}	10^{-6}	6×10^{11}
Испарение – конденсация ($T=0^\circ C$)	10^{24}	10^{-5}	6×10^{12}
Фотолиз	3×10^{22}	3×10^{-6}	10^{11}

Следует отметить, что все эти оценки выхода H_2O_2 из-за механохимической диссоциации воды сделаны по минимуму. Это происходит, как правило, из-за недостаточности наших знаний об особенностях природных процессов. Например, при испарении и конденсации воды в тропосфере в Таблице приведена оценка для однократного испарения/конденсации. Число же таких циклов, как считается, может быть до 10, и т.е. во столько же раз может увеличиться оценка производительности H_2O_2 . Именно из-за многократности процесса испарения/конденсации, зачастую, концентрация H_2O_2 в осадках достигает 10^{-4} моль/л [1]. Кроме этого не очень ясно, каково доленое участие воды, испаряющейся при температурах около 0°C и, например, около 10^0 C. Оценку из Таблицы для процессов испарения/конденсации воды возможно увеличить более чем на порядок, и тогда мы получим хорошее соответствие с выведенной в начале статьи оценкой необходимой продуктивности H_2O_2 в тропосфере: $m(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 2 \times 10^{13-14}$ (моль/год).

Остальные рассмотренные процессы играют в продуцировании H_2O_2 второстепенную роль. Все эти оценки сделаны также по минимуму. Эти другие процессы не связаны с потоком H_2O_2 в атмосферных осадках. Таяние покровных льдов, сонолиз, действие вязкого трения в гидродинамических процессах генерируют H_2O_2 , который образуется сразу в водоемах и океанах. Эти оценки тоже минимизированы.

В Таблице для справки приведена и оценка эффективности фотолиза. Как указывалось выше, H_2O_2 , который мог бы образоваться за счет фотолиза, не может достичь Земли в воде осадков. Однако фотолиз вносит свою лепту в абиотическую генерацию кислорода атмосферы. Поглощенная оптическая энергия, затраченная на фотолиз паров воды в год, $W_{\text{фот}} \approx 10^{22}$ Дж/год, и при этом диссоциирует 10^{35} молекул воды, эффективность фотолиза воды $K_{\text{фотолиза}} = 3 \times 10^{-6}$.

Таким образом механохимические реакции диссоциации воды по многим путям (и прежде всего по фазовому переходу испарение/конденсация) генерируют достаточно H_2O_2 для объяснения наполнения им и водных осадков, и содержания H_2O_2 во всех водах Земли. Распад H_2O_2 приводит к выделению кислорода. Из H_2O_2 , который генерируется в природе каждый год, 1/2 часть образуется при рекомбинации гидроксил-радикалов. Остальное количество H_2O_2 образуется путем ступенчатого захвата двумя атомами водорода молекулы кислорода атмосферы. Эта последняя часть H_2O_2 при распаде лишь возвращает в атмосферу кислород, потраченный на реакции нейтрализации атомарного водорода. Примем, что общий поток H_2O_2 составляет $m(\text{H}_2\text{O}_2) = 10^{12}$ молей/год. Это минимальная оценка, и, возможно, ее можно увеличить на порядок. Очевидно, что количество

O_2 , образующегося "заново" за счет именно диссоциации воды равно (в молях) половине этого потока H_2O_2 и должно составлять: $m(O_2)=5 \times 10^{11}$ молей/год. В атмосфере одновременно присутствует кислорода $m(O_2) = 4 \times 10^{19}$ молей, и считается, что это его количество поддерживается практически неизменным в атмосфере уже около 3 миллиардов лет. Такое количество кислорода из-за диссоциации воды может быть получено заново (или полностью обновлено, без учета "стока" кислорода в процессах выветривания и при том же объеме процессов испарения/конденсации воды) примерно за 10^8 лет, т.е. за срок меньший на порядок геологического времени на Земле (около 3 миллиардов лет). Т.о. существует возможность наполнения, а потом и поддержания на существующем уровне атмосферы кислородом абиотическим физико-химическим путем.

С точки зрения механохимии воды вопрос происхождения кислородной атмосферы - основы жизни – получает естественное объяснение. В то же время гипотеза биогенного происхождения и накопления кислорода в атмосфере скорее всего несостоятельна, т.к. этот процесс имеет жесткую необратимую отрицательную обратную связь. А именно: даже те небольшие начальные количества кислорода, с которых, как предполагается, могло бы начаться образование кислородной атмосферы при выделении кислорода биотой, под действием жесткого ультрафиолета без прикрытия озонового слоя должны с хорошей эффективностью образовывать озон. Этот озон должен был контактировать с поверхностью земных вод. Но даже при малых содержаниях озон делает водную среду обитания биоты стерильной. Жизнь на Земле, по-видимому, могла возникнуть только, когда озоновый слой оторвался от поверхности, т.е. когда мощность кислородной атмосферы стала сравнимой с современной. Вообще, скорее всего биосферный кислород (как и другие условия, необходимые для существования жизни) стационарен по происхождению. Как справедливо заметил В.И.Вернадский: "...жизнь могла появиться на планете, как только температура, давление, химическая обстановка стали отвечать необходимым для изучаемых нами организмов условиям."

Оценки действия механохимического механизма радикальной диссоциации воды показывают важность, а возможно, и единственность (!) этого механизма в создании первичной кислородной атмосферы Земли и регулировании ее состояния в настоящее время. Образующийся на поверхности Земли "избыточный" кислород, в свою очередь, вновь связывается в различных реакциях. Прежде всего, он соединяется с водородом термосфере, образуя вновь воду. Кислород участвует также в увеличении массы окисленной земной коры, а также при процессах

выветривания недоокисленных горных пород и попадающего на Землю космического материала. Общее количество кислорода в атмосфере лимитируется, видимо, гравитационными свойствами Земли, ее тепловым режимом и мощностью потока водорода из недр Земли.

Применение гипотезы о механохимическом механизме диссоциации воды расставляет по иному, чем с позиций существующих ныне представлений, приоритеты для животрепещущей проблемы выработки “стратегии выживания”. Это становится ясным, когда через призму этой гипотезы рассматриваются и так называемые “экологические” аспекты следствий происходящей в природе в столь массовом количестве диссоциации воды. Радикалы воды в атмосфере активно нейтрализуют сернистые газы и хлорфторуглероды (фреоны), участвуют в процессах, которые принято называть механизмами самоочистки воды.

Литература

1. Cooper W.J., Sulzman E.S., Zika R.G., The contribution of rainwater to variability in surface ocean hydrogen peroxide. // J. Geoph. Res. 1987, 92(C3), p.2970.
2. Домрачев Г.А., Селивановский Д.А., Диденкулов И.Н., Родыгин Ю.Л., Стунжас П.А.. Температурные характеристики эффективности сонолиза и интенсивности сонолюминесценции воды. // ЖФХ, 2001, т.75, N2, с.363-368.
3. Маргулис М.А. Основы звукохимии, М.: Высшая школа, 1984

СИСТЕМА ПУСТЫНИ–ОКЕАН — ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Селивановский Д.А., Диденкулов И.Н.

Институт прикладной физики РАН

E-mail: dimus@appl.sci-nnov.ru или din@hydro.appl.sci-nnov.ru

При рассмотрении карт земной поверхности поневоле обращает на себя внимание то обстоятельство, что значительная часть океанских и морских побережий представляет собой выход к прибрежным водам пустынных или полупустынных областей суши. Так происходит, например, когда пустынные берега, ограничивающие Сахару, омываются водами Средиземного моря и водами восточной части Атлантики, таково побережье африканской пустыни Намиб у Атлантики, пустыни северо-востока Африки и Аравийского полуострова, омываемые водами

Индийского океана, пустыни Австралии, пустынные берега полуострова Калифорния и материковой части Калифорнийского залива, полупустынное побережье Перу и большая часть побережья Мексиканского залива. Кроме этого значительная часть берегов океанов и морей "снабжена" широкой полосой песчаных пляжей, а ко многим берегам примыкают и тянутся вдоль них сухие степи, как например, в Патагонии или в Юго-Восточной Африке. Примерно треть длины береговой линии Северного моря также представляет собой обширные песчаные осушающиеся при отливах отмели.

Из внутренних морей - Черное, по крайней мере до недавнего времени, было окружено с севера полупустынными степями, а Балтийское море на своем юго-восточном побережье имело широкую полосу прилегающих песков, на которых образовывались дюны. Каспийское, Аральское и Красное моря вообще существуют практически в окружении пустынь. Схожие ситуации наблюдаются и для многих внутренних водоемов: полупустынные районы примыкают к западной части Великих Американских озер Верхнее и Мичиган. Песчаные берега имеют все озера Австралии, озера Балхаш, Зайсан, Титикака, Виктории, Ладожское и Онежское. И даже, например, в северной части озера Байкал имеется компактная небольшая "пустынька", которая имеет в том числе и перемещающиеся песчаные дюны. Кроме того все великие равнинные реки имеют, как правило, обширные песчаные пляжи.

Вообще на Земле в полосе между 50° южной широты и 50° северной широты до 70% береговой линии примыкают к пустыням, полупустыням или обрамлена широкими песчаными пляжами.

Как правило, такие песчаные побережья омываются водными потоками. Исключая очевидную ситуацию с равнинными реками, и не вполне очевидную, но заведомо существующую систему течений во внутренних морях (например, известное двухконтурное течение в Черном море), мы перечислим крупные прибрежные течения в океанах, которые прилегают к таким побережьям. Таковы, например, Северо-Африканское (Канарское) течение, несущее к северо-западной оконечности Африки воды, которые ранее омывали Европейские побережья, Западно-Австралийское течение, Южно-Африканское течение, круговорот вод в Северо-Западной части Индийского океана, Перуанское течение, Калифорнийское течение, которое переносит с севера вдоль Тихоокеанского побережья Северной Америки воды, ранее обтекавшие Тихоокеанские побережья Канады и США.

В настоящее время площади, занимаемые некоторыми из перечисленных пустынь, заведомо увеличиваются. Например, границы Сахары расширяются в юго-западном направлении, захватывая каждый год полосу ранее окультуренных земель в Сенегале, Мали и Гвинее шириной

до 10 км/год. Увеличивается также площадь пустынных земель в районе полуострова Калифорния. Этот процесс считается глубоко негативным, и люди, как могут, пытаются противодействовать этим природным тенденциям.

Основными причинами увеличения площади пустынь считаются последствия человеческой деятельности: уничтожение травяного покрова при избыточном развитии скотоводства, неправильное землепользование, промышленные выбросы и, даже, военные конфликты.

Что же касается многих других пустынных территорий, то динамика их развития зачастую пока неопределена, хотя и имеются утверждения некоторых географов о существовании положительного тренда в глобальном увеличении площади земель, становящихся непригодными для сельскохозяйственного использования. Но, в целом, вопрос скорее всего следует считать открытым для обсуждения.

Не отрицая перечисленные причины увеличения площади пустынь, мы предлагаем обратить внимание на следующее важное соответствие. Для очевидных случаев, когда площадь пустынь заведомо расширяется (юго-западная часть Сахары и пустыня полуострова Калифорнии), в то же время, можно отметить, что одновременно с тенденцией их разрастания, в водах, омывающих эти пустынные берега, постоянно увеличивается загрязнение водных поверхностей: притекающие воды несут на себе ПАВ, жировые и нефтяные пленки, составляющие неотемлимый элемент следов человеческой жизнедеятельности. Нам представляется, что процессы увеличения площади этих пустынь и степени загрязнения поверхностных вод, омывающих берега этих пустынь - взаимосвязанные процессы. Возможно, что данные случаи есть наиболее яркое проявление "целесообразности" присутствия пустынь на Земле. С этой точки зрения Океан и Суша - это единая система в механизме самоочищения природы. Этому механизму присущи глубокие обратные связи.

Взаимо-регулирующими процессами являются:

- 1) освобождение от пленок на воде, препятствующих испарению воды, (очистка через адсорбирование) поверхности воды эоловыми выносами частиц почвы,
- 2) это очищение поверхности воды увеличивает поступления атмосферной влаги на сушу, что должно сдерживать расширение площади пустынь.

В целом этот механизм взаимовлияния действует таким образом, что недостаток очищения поверхности воды от пленок, уменьшающих испарение с поверхности, приводит к недостатку увлажнения пустыни, и росту ее площади.

Этот механизм поддержания природной устойчивости сосуществования системы Океан- Суша (с точки зрения человека - это часть системы самоочищения природы) эффективно работает, видимо, в основном, при

каждодневном действии утренних и вечерних бризов. При этом утренние бризы сносят с остывшей в ночное время суши на поверхность прилегающих вод пыль, выпадающую на поверхность воды (эоловые выносы, как это определяется в научной литературе). Частички пыли эоловых выносов (минеральная пыль) прекрасные адсорбенты. Они собирают и удерживают на себе массу вещества из поверхностных пленок, сравнимую с собственной. Этот эффект рассчитывался и измерялся неоднократно при разработках систем очищения поверхности методами запыления (см. список литературы). При этом каждая пылинка способна собрать и удержать на себе вещество пленок с поверхности воды с площади на несколько порядков превышающей сечения самих частиц. Это происходит пока частички еще не "проваливаются" через поверхностную пленку воды. После этого частички почвы с налипшем на них веществом поверхностных пленок начинают тонуть и уносят в донные рсадки адсорбированное на себе вещество. Поверхность воды очищается, и значительно (в разы) (см. литературу) увеличивается поток испаряющейся воды. Далее: вечерний бриз, дующий в сторону более нагретой за день атмосферы над областью суши, переносит пары воды вглубь суши, где она и конденсируется в ночное время. Этот поток влаги с водных поверхностей и является для пустынь основным фактором их стабилизации.

Нам представляется, что и сильные ветры (песчаные бури с суши и штормовые ветра с водной поверхности), прерывающие размеренный ритм действия бризов, также действуют в рамках этого механизма.

Алгоритм этого возможного механизма динамического поддержания "мирового порядка" является скорее всего, как нам представляется, решением известной системы уравнений Вольтерра'-Лоттки (динамическое равновесие в системе жертва-хищник):

$$\begin{cases} dx/dt = x(A_1 - B_1 y) \\ dy/dt = y(A_2 - B_2 x) \end{cases}$$

Здесь x и y могут иметь смысл эффективных площадей, с которых поступает пыль из пустыни, достигающая поверхности воды, и площадь поверхности воды, пары с которой попадают в пустыню. Величины $dx/dt = A_1 x$ и $dy/dt = A_2 y$ в терминах Вольтерра'-Лоттки называются коэффициентами воспроизводства и смертности. Значения $x = A_1/B_1$ и $y = A_2/B_2$ описывают координаты точки положение равновесия такой системы.

Система уравнений может быть интегрирована к виду:

$$A_2 \ln x - B_2 x + A_1 \ln y - B_1 y = \text{const},$$

и ее решения представляют собой замкнутые контуры частных решений системы уравнений Вольтерра'-Лоттки, расположенные так, что эти контуры содержат внутри себя указанную точку равновесия такой системы.

Впрочем, как нам представляется (после некоторых наших попыток приложения такой точки зрения для рассмотрения вопроса), в настоящее время предложенная идея исследования устойчивости системы океан-пустыня в обозначенном аспекте вряд-ли может быть смоделирована с какой-либо достаточной точностью. Для этого, как оказалось, явно недостаточно фактического материала. Проведенный нами анализ имеющихся сведений о темпах выноса эолового материала на поверхности прилегающих вод, пространственной сепарации этого материала в зависимости от удаления от береговой черты, количества материала и его свойства в пленках на поверхности воды, связи испарительной способности воды, степень захвата парами воды материала с поверхности воды, количества воды, заносимой каждодневно в глубь суши и многие другие важные параметры измеряются пока фрагментарно. Некоторые важные параметры в настоящее время могут быть измерены только с помощью весьма громоздких и дорогостоящих методик. Например, наилучший пока способ определения свойств пленок на воде *in situ* (а только через измерение параметров пленок и можно перейти к определению эффективности испарения воды, т.к. прямые методы измерения испарения практически не разработаны), состоит в том, что визуально наблюдается момент, когда при определенной концентрации раствор вазелинового масла в додециловом спирте перестает образовывать на воде расплывающееся пятно на поверхности воды. Измеряемый параметр в данном случае - только величина поверхностного натяжения. Определение других свойств пленок: физических и химических *in situ* в настоящее время весьма затруднено. То же касается и, например, такого важного параметра как захват вещества пленок в пары при испарении и т.д.

В то же время очевидно, что описанный физически-прозрачный механизм регуляции в системе океан-суша имеет место. Актуальность его разработки также не вызывает сомнения. Это диктуется озабоченностью, которую вызывает состояние многих водоемов. Что касается, например, Балтики и Черного моря, то при исследовании трендов загрязнения их вод следовало бы учитывать не только влияние увеличения сброса бытовых и промышленных сточных вод, но и последствия деятельности человека при преобразовании прилегающей суши. Вообще, вмешательство людей в действие этого механизма приводит, как правило, к негативным результатам. Так, видимо, произошло с увеличением загрязнения Балтики после того как, в основном, были задернованы ее песчаные дюнные берега. Было бы важно оценить влияние на загрязнение Черного моря уменьшения (из-за окультуривания) площади степей на примыкающей суше.

Увеличение площади Сахары вдоль побережья Атлантики связано, как нам представляется, прежде всего, с началом интенсивного сброса в моря сточных вод Европы. В океане эти воды в дальнейшем обтекают Северную Африку. И напротив, существование прилегающих пустынь обеспечивает сохранение чистоты водоемов Каспия, Арала, Средиземного и Красного морей, Персидского и Оманского заливов и т.п.

Для справки мы приводим список литературных источников по данной теме.

Литература

1. Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Скляров В.С., Федоров К.Н. Эффекты осадков в приповерхностном слое океана. // *Океанология*, 1980, 20(5) с.828-836.
 2. Гинзбург А.И., Федоров К.Н., Изменчивость солёности в приповерхностном слое океана. // *Океанология*, 1982, 22(6), с.928-935.
 3. Казьмин А.И., О влиянии пленки нефти на термическую структуру поверхностного слоя воды. // *Изв. АН СССР, ФАО*, 1983, 19(10), с.1075-1081.
 4. Кропоткин М.А., Вербицкий В.А., Шевелева Т.Ю., Тарашкевич В.Н. Радиационная температура водной поверхности, загрязненной пленкой нефтепродукта. // *Океанология*, 1978, 18(6), с.1107-1108.
 5. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Явления на поверхности океана по визуальным наблюдениям. // *Океанология*, 1986, 26(1), с.5-14.
 6. Корж В.В. Химический обмен океана с атмосферой как фактор формирования солевого состава речных вод. // *ДАН*, 1976, 230(2), с.432-435.
 7. Скопинцев К.Д. Об органических ПАВ морской воды. *Метеорология и гидрология*, 1939, N2, с.43-59.
 8. Черноусько Ю.Л., Шумилов А.В. Испарение и микроконвенция в тонком поверхностном слое. // *Океанология*, 1971, 11(6), с.982-986.
 9. С.М. Анцыферов, Р.Д. Косьян. Взвешенные наносы в верхней части шельфа. 1986, М.: Наука, с.223.
 10. Лисицын А.П. Осадкообразование в океане. 1974, М.: Наука, с.438.
 11. Айбулатов Н.А., Казакова Р.Д., Анцыферов С.М. Количественное содержание и вещественный состав взвеси на североафриканском шельфе Средиземного моря. // *Проблемы геоморфологии, литологии и литодинамик шельфа*, 1982, М.: Наука, с.156-167.
 12. Шуляк Б.А. Перенос твердых частиц потоками жидкости и газа. // *Океанология*, 1970, 10(6), с.1044-55.
 13. Черноусов С.Я., Артюхин Ю.В. Основные черты осадконакопления во внутренних водоемах аридной зоны (на примере
-

озера Балхаш и Азовского моря). в кн. Лавинная седиментация в океане. Ростов на Дону, 1982, с.162-170.

14. Хрусталеv Ю.П. и др. Роль эолового материала в морском седиментогенезе аридной зоны (на примере Азовского моря). Литология и полезные ископаемые, 1988, N2, с.55-64.

15. Хрипунов И.А. Роль эоловой аккумуляции в донных отложениях еверного Каспия, Труды ВНИРО, 1974, т.101, с.32-55.

16. Симонов А.И. Мониторинг химического загрязнения морских вод. в ен. Проблемы исследования и освоения Мирowego океана. 1979, М.: Наука, с.93-108.

17. Семенов О.Е. Экспериментальные исследования кинематики и динамики пыльных бурь и поземков. // Труды КазНИГМИ, 1972, вып.49, с.2-31.

18. Рябихин Э.Л. О вертикальной структуре ветропесчаного потока над свободной поверхностью. // Проблемы освоения пустынь, 1970, N3, с.49-56.

19. Петров М.П. Пустыни земного шара, 1973, Л.: Наука, с.435.

20. Алексина И.А. Характеристики эолового материала восточного побережья Среднего Каспия, // ДАН СССР, 1959, 127(2), с.427-430.

21. Бруевич С.В., Гудков М.П. Атмосферная пыль над Каспийским морем (к вопросу о морском осадконакоплении) Изв. АН СССР, Сер. геогр., 1954, N4, с.18-28. Ионтин В.А. Концентрация и дисперсный состав аэрозолей на побережье Балтийского моря, // Труды ГГО, 1977, вып.387, с.129-133.

22. Борьба с нефтяным загрязнением морей. // Обзорная информация ВНИИОЭНГ, 1980. сер.Коррозия и защита в нефтегаз. пром., с.44.

23. Нестерова М.П., Симонов А.И. Химическое загрязнение океана и методы борьбы с ним, в кн. Химия океана, т.1, Океанология под ред. А.С.Монина, М.: 1979, М.: Наука, с.436-456.

МОДЕРНИЗАЦИЯ АППАРАТУРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА

Синицын А.В. Аксенов В.Н. Андреев Е. Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение процессов, протекающих в тонких пограничных слоях воды и воздуха, занимает важное место в общей проблеме исследования взаимодействия в системе “океан-атмосфера”, так как эти процессы определяют весь тепло и массообмен между океаном и атмосферой.

Исследования термической и плотностной структуры приводного слоя атмосферы должно расширить наши знания о механизме ее формирования и величине тепломассопереноса от океана в атмосферу. Как показали многолетние натурные исследования в группе под руководством профессора Г.Г. Хунджуа в тонком слое воздуха толщиной 2 метра, прилегающего к границе раздела “вода-воздух”, наблюдается инверсионное распределение температуры, в отличие от всей атмосферы, где распределение температуры близко к адиабатическому. Обычно его называют двухметровым приводным слоем атмосферы.

Исследования проводились с легкой поплавковой системы, которая хорошо отслеживает колебания поверхности моря, осуществляя привязку измерений к границе раздела вода-воздух. Поплавковая система располагалась на значительном удалении от платформы, чтобы исключить их тепловое и динамическое влияние на естественную структуру приводного слоя атмосферы.

Созданный в группе на кафедре физики атмосферы измерительно-вычислительный комплекс для наших измерений был модернизирован для повышения точности и надежности измерений. В переключателе датчиков вместо шагового телефонного искателя, который не обеспечивал необходимой надежности при качке и контакты, которого могли окисляться, применили систему электронного переключения.

Система электронного переключения состоит из кодирующей и декодирующей частей (Рис.1). Кодирующая часть основана на счетчике (К155ИЕ3) (Сч6 на Рис.1) с коэффициентом пересчета 6, который формирует 3-х разрядный двоичный код, поступающий по кабелю на декодирующую схему на плоту. Декодирующая часть состоит из двояного дешифратора-мультиплексора 2-4 (К155ИД4) (ДШ на Рис.1), который в соответствии с пришедшим двоичным кодом через схему согласования по мощности замыкает герконовое реле, которое подает питание на измерительные мосты. Для измерения температуры в качестве датчиков использовали стандартные платиновые термометры сопротивления (ИС-264А), каждый из которых включен в одно из плеч своей мостовой схемы (Рис.1). Такая схема является одновременно компактной и надежной, что важно при размещении датчиков на плоту. При включении измерительного канала напряжение питания подается на соответствующую мостовую схему, а сигнал с измерительной диагонали моста через кабельную линию поступает на вольтметр, находящийся на платформе. Для индикации номера опрашиваемого датчика код увеличивается на 1 (К155ИМ3) (+1 на Рис.1) и через дешифратор (К514ИД2) (ДШ на Рис.1) выводится на семисегментный полупроводниковый цифровой индикатор. Также в схеме используют подавительдребезга контактов (К155ЛА4) (на рисунке не указан). С

помощью коммутатора (К555КП11) возможно подключение компьютера, для управления опросом датчиков (КМ на Рис.1).

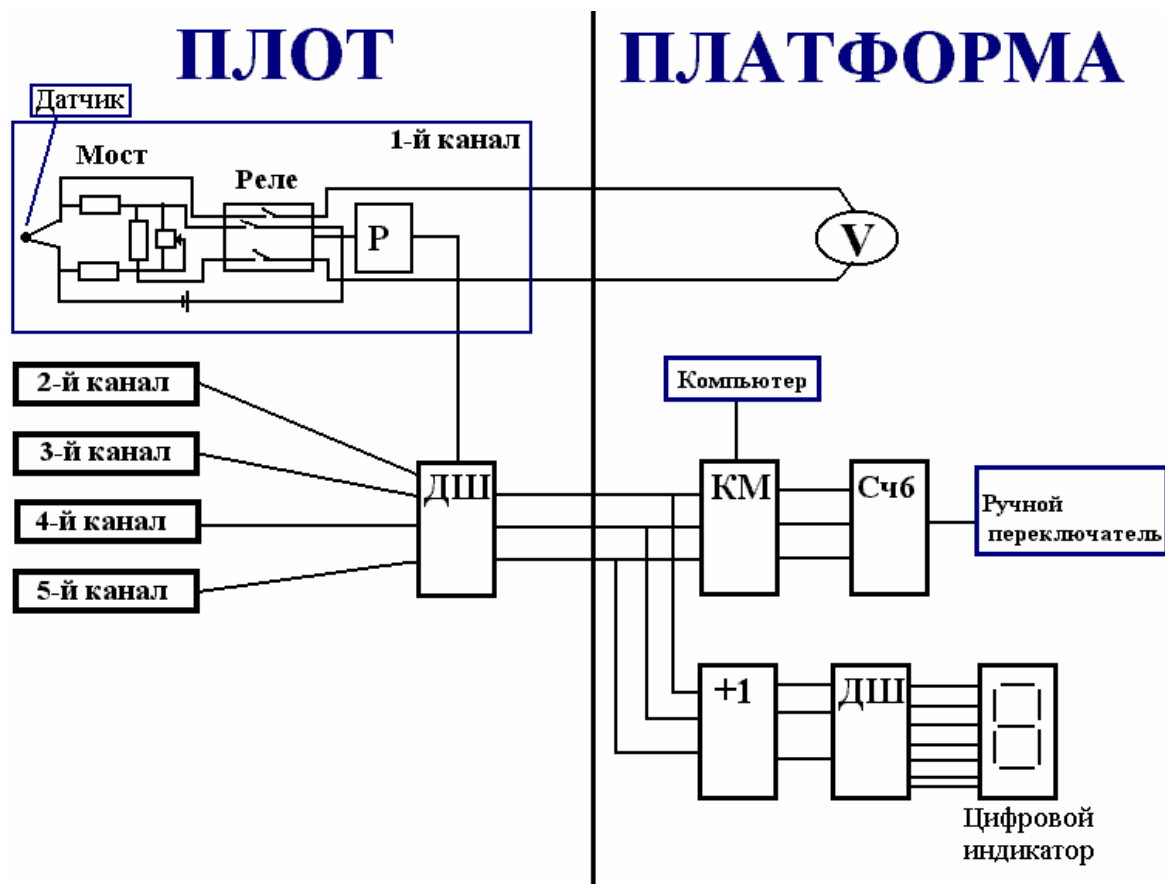


Рис. 1. Блок-схема электронного переключателя датчиков

Датчики температуры, для защиты от прямого и рассеянного излучения Солнца и инфракрасного излучения поверхности моря, помещены в экраны и расположены на фиксированных горизонтах градиентной мачты: 0,2 м, 0,5 м, 0,8 м, 1,1 м. Еще один датчик расположен в воде на глубине 0,3 м.

Датчики опрашивались последовательно, сверху вниз. Каждый сеанс опроса состоял из трех циклов опросов датчиков по 1 минуте (т.к. постоянная времени датчика 1 минута, а за время ~3 минут термическая структура меняется мало), после чего показания каждого датчика усреднялись, что повышало точность измерения.

Первоначально система была опробована в ходе экспедиции, проводимой кафедрой физики атмосферы физического факультета МГУ в течение августа 1999 года. Исследования проводились в районе Кацивели (Симеиз) с Океанографической платформы Морского гидрофизического института НАН Украины.

Результаты, полученные в ходе экспедиции 1999 года, с помощью модернизированного измерительного комплекса, дали возможность более конкретно сформулировать задачу: "Определение видов и условий формирования вертикальных профилей температуры в двухметровом пограничном слое воздуха в условиях береговой зоны".

Проведя анализ данных, из всего объем данных экспедиций 1999 г. (14-19 августа) и 2000 г. (24-31 августа) (более 200 профилей) можно выделить несколько основных типов вертикальных профилей температуры.

Профиль S-типа (Рис.2). Он характеризуется наличием слоя инверсии температуры на начальном участке приводного слоя атмосферы с хорошо выраженным максимумом температуры. Процентное содержание таких профилей 8 %.

Частным видом профиля S-типа является профиль с близким к изотермическому распределению температуры на верхнем участке (Рис.2). Но в целом профиль имеет инверсионный характер. Таких профилей 20 % от всего объема.

Еще один тип профилей характеризуется изотермическим или практически изотермическим распределением температуры (Рис.2) (пределах точности измерения 1°C). Таких профилей 30% от всего объема

На основе анализа данных о скорости и направления ветра, температуры воды и воздуха, режима теплообмена можно сделать выводы об условиях формирования видов профилей того или иного типа.

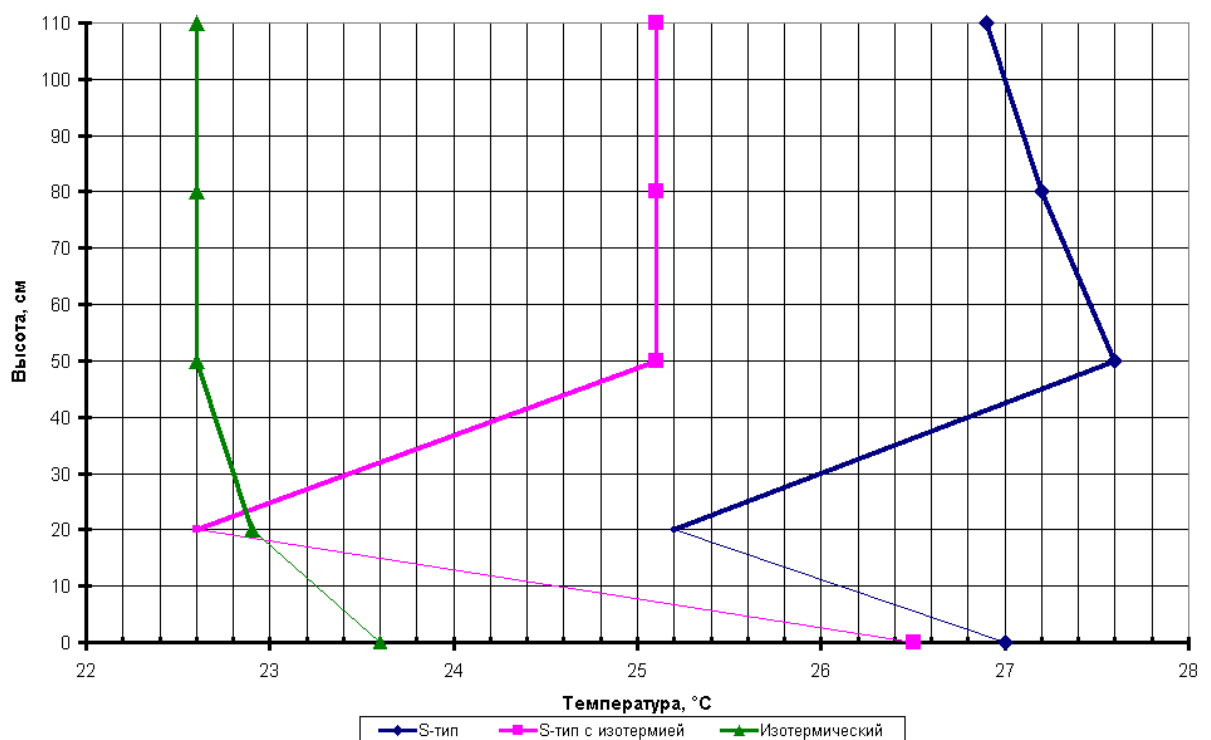


Рис. 2. Типы вертикальных профилей

Данные о режиме тепломассообмена получаются с помощью вертикального зондирования малоинерционной термопарой термической структуры тонких миллиметровых слоев моря и атмосферы вблизи поверхности. Термическая структура формируется процессами испарения, контактного теплообмена и тепловым излучением поверхности моря.

Профили S-типа наблюдаются в условиях слабого ветра (менее 5 м/с), дующего с моря, который приносит теплый влажный воздух. А так же наличие режима "теплой" пленки. Градиенты температуры в инверсионном слое достигали значений ~ -12 град./м. днем и ~ -2 град./м. в ночное время. Образование профиля S-типа может быть объяснено тем, что из-за малого динамического перемешивания создается устойчивое распределение с максимумом температуры на высоте нескольких десятков сантиметров, вызванное термическим эффектом смещения паров воды с азотом воздуха.

Увеличение скорости ветра приводит к возрастанию динамического перемешивания и увеличению потока водяного пара, что приводит к увеличению притока тепла на нижнем участке приподнятого слоя атмосферы за счет термического эффекта смешивания паров воды с азотом воздуха. При этом происходит выравнивание температуры над слоем инверсии. Условия наблюдения профилей данного вида аналогичны с рассмотренными для S-типа, только скорость ветра была более 5 м/с.

Условия наблюдения профилей с близким к изотермическому распределению температуры наличие режима "холодной" пленки и берегового ветра, приносящего сухой воздух. Скорость ветра при этом $\sim 5-4$ м/с и более. Данный тип профиля наиболее вероятен в ночное время, когда температура воды больше температуры воздуха.

Применение новой схемы электронного переключения значительно повысило надежность измерений, т.к. электронная схема обеспечивает требуемую надежность при сильной качке и меньше подвержена внешним воздействиям, и позволило существенно упростить процедуру сбора данных.

Получена и обработана большая серия измерений во время многосуточной станции в натуральных условиях на океанографической платформе морского гидрофизического института в море, на траверзе п. Кацевели, с платформы, удаленной от берега на 600 метров. Проведен предварительный анализ: выделены характерные вертикальные профили условия их формирования в условиях береговой зоны.

Проведение многосуточных измерений позволяет говорить о перспективах дальнейшей модернизации комплекса аппаратуры. Среди них: создание полностью автоматической станции и объединение сбора всей информации в единую, компьютерную систему сбора данных и увеличения числа измерительных каналов.

Литература

1. Взаимодействия в системе литосфера гидросфера атмосфера. М. "НЕДРА", 1996г.
 2. Романченко А.Н. Структура приводного слоя атмосферы при интенсивном теплообмене. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М., МГУ, 1991г..
 3. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г., Будников А.А., Романченко А.Н. Особенности термической структуры приводного слоя атмосферы. М., МГУ, Деп. В ВИНТИ 14.01.88.г - 290-В88, 32с.
-

СЕКЦИЯ 4
БИОФИЗИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ

РОЛЬ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ЖИЗНИ РЫБ

Долгополова Е.Н.

Институт водных проблем РАН

Введение

Строительство гидроэлектростанций и регулирование естественного стока рек сильно влияет на поведение рыб и их биотические взаимоотношения (пищевые, оборонительные, размножение). Практическое значение изучения поведенческих особенностей рыб в естественных условиях и сравнение их с поведением в зарегулированных реках очень велико. Основные направления исследований, связанных с поведением рыб в зонах гидротехнических сооружений, сформулированные в [11] таковы: 1) совершенствование техники и способов рыболовства; 2) управление поведением рыб в целях увеличения их численности [11]. Второе направление включает в себя много разделов, таких как, поведение рыб в рыбопропускных сооружениях, предотвращение засасывания их в водозаборы, разработка возможностей управления миграционными путями и методов обучения молоди рыб, выпускаемых в водоемы из рыбопроизводных заводов, и т.д. Все эти глобальные вопросы невозможно решить без знания особенностей поведения рыб в естественных условиях и общих закономерностей действия гидроузла, которые заключаются в периодических сбросах больших объемов воды. При этом поток становится нестационарным, уровень воды в нижних бьефах больших рек при пусках увеличивается на несколько метров, растут средние и пульсационные составляющие скорости и давления. Изучению влияния этих процессов на среду обитания и поведение рыб и посвящена данная работа.

Особенности движения рыб в воде

Для того чтобы оценить влияние увеличения пульсаций давления и скорости на движение рыб в реке, сначала рассмотрим кратко закономерности движения рыб в естественных условиях [9].

Представители класса рыб обитают в среде более плотной и вязкой чем воздух. Однако скорости их перемещения во многих случаях сравнимы со скоростями движения наземных животных. Так, например, одни из лучших пловцов тунцы развивают скорости до 70-80 км/час или до 20 длин тела в 1 секунду.

Исследование различных типов движения рыб за счет локомоторной волны показало, что это движение не стационарно и состоит из чередующихся ускорений и замедлений, и чем быстрее происходит это чередование, тем более плавным становится движение, а величина скорости более постоянной [1, 9, 15,16]. Кроме рассмотренных в этих работах приспособлений, направленных на создание движущей силы, у рыб имеются еще приспособления, направленные на уменьшение гидродинамического сопротивления, которые обеспечивают эффективность поступательного движения. Известно два способа уменьшения гидродинамического сопротивления: сохранение ламинарности обтекающего потока на возможно большем пространстве тела или турбулизация обтекающего потока в зоне отрыва пограничного слоя [9]. В последнем случае место окончательного отрыва отодвигается далеко назад. Оба эти способа воплощены в морфологической организации рыб.

В ряде работ, рассмотренных в обзоре [9], представлены попытки теоретически рассчитать энергию, необходимую для движения рыб, и сопоставить ее величину с действительной мощностью. Оценка энергии, необходимой для миграции лосося вверх по течению реки, показала, что эта величина существенно меньше, чем энергия, рассчитанная для "идеальной" модели рыбы. По оценке этих авторов лосось со своими энергетическими возможностями не "должен" достигать мест нереста. Энергия, расходуемая рыбами на движение, оценивалась разными путями, в частности, по величине потребления кислорода, которая считается равной разнице между общим количеством кислорода, потребленным при плавательной нагрузке, и его количеством, потребленным в состоянии покоя. Наибольшее влияние на интенсивность обмена рыб оказывают скорость движения и температура воды. Трудно выделить из общих затрат энергии часть, идущую непосредственно на создание двигательного усилия. Разные авторы оценивают коэффициент полезного действия рыбы в диапазоне 65-95% [9].

Строгая связь между уровнями активности рыб и потреблением кислорода отсутствует. Рыбы при движении почти на всех скоростях испытывают так называемую "кислородную задолженность". При увеличении скорости движения и превышении активного обмена над стандартным в 2-7 раз кислородный долг составляет до 11% активного или в среднем около 45% стандартного обмена. Ликвидация кислородного долга после интенсивного плавания требует от нескольких часов до одних суток. Таким образом, кратковременная напряженная работа вызывает долго длящиеся биохимические изменения в организме рыб, которые вызывают резкое уменьшение энергии.

Теоретическая оценка максимальной удельной мощности, затрачиваемой на преодоление сопротивления при "максимально доступной" скорости передвижения рыбы показала, что для малька кефали длиной 1.4 см эта величина равна $7.9 \cdot 10^4$ эрг/сек/г (7.9 Вт/кг/сек). Полученные экспериментально значения максимальной удельной мощности при бросках мелких пресноводных рыб составляют $8 \cdot 10^5$ - $1.7 \cdot 10^6$ эрг/сек/г [9], т.е. превышают теоретически рассчитанные мощности на порядок. Таким образом, в теории движения рыб в естественных потоках еще много белых пятен.

Скорость — характеристика жвижения рыб в потоке

При рассмотрении движения рыб в турбулентном потоке будем использовать скорость движения рыбы как оценочный параметр ее взаимодействия с течением. Скорости движения рыб в воде можно разделить на несколько типов: бросковая, максимальная и крейсерская скорости [9]. При этом длительность их движения с этими скоростями равна соответственно: доля секунды - несколько секунд, десятки секунд - несколько минут, десятки минут - часы.

Одним из основных свойств движения рыб в речном потоке является реореакция, которая представляет безусловно-рефлекторное приспособление, проявляющееся в том, что при нахождении в потоке воды рыбы, как правило, устанавливаются и двигаются против направления течения [9]. Реореакция у многих видов рыб появляется уже в первые часы после выклева. Соответствующей этому свойству характеристикой потока является критическая скорость v_c , величина которой равна минимальной скорости, при которой поток сносит рыб [10]. По этому параметру и будет производиться оценка комфортности среды обитания рыб.

Результаты экспериментальных исследований реакции рыб на изменение давления и степени турбулентности рыб

Результаты исследования влияния турбулентных пульсаций скорости потока в лотке на критическую для рыб скорость течения представлены в работе [10]. Критические скорости течения определялись в лотке длиной 1.5 м и шириной 0.1 м, ограниченном сетками с торцевых сторон. Рыб помещали в нижнем конце лотка, где они адаптировались к условиям опыта. Затем, при постепенном увеличении скорости потока, определялся момент и место начала их сноса, после чего в этой точке измерялась средняя скорость и стандарт пульсаций продольной компоненты скорости течения σ . Степень турбулентности потока оценивалась величиной $K = \sigma/v_c$. Увеличение диапазона изменения интенсивности турбулентности потока достигалось за счет затопленного гидравлического прыжка

на входе лотка. Результаты исследований, в которых использовалась молодь плотвы (длина 21-29 мм), представлены на рис.1. Зависимость $v_c = f(K)$ показывает, что интенсивность турбулентности существенно влияет на величину критической скорости потока, как для одиночных особей, так и для групп из 5 экземпляров [10]. Авторы объясняют этот вывод тем, что с ростом интенсивности турбулентности растет кинетическая энергия потока и энергетические затраты рыб на движение в таком потоке будут выше. Из рис.1 также видно, что критическая скорость для групп рыб выше, чем для одиночных, что объясняется в основном подражанием особей друг другу. Очень существенны результаты эксперимента, проведенного в лаборатории в целях изучения влияния неравномерного распределения скорости и интенсивности турбулентности по ширине течения на поведение и распределение плотвы в потоках воды [13]. В опытах использовалась молодь плотвы длиной 20-31 мм, выловленная в непроточном заливе Иваньковского водохранилища и в верхьях Волги (речной участок), где скорость

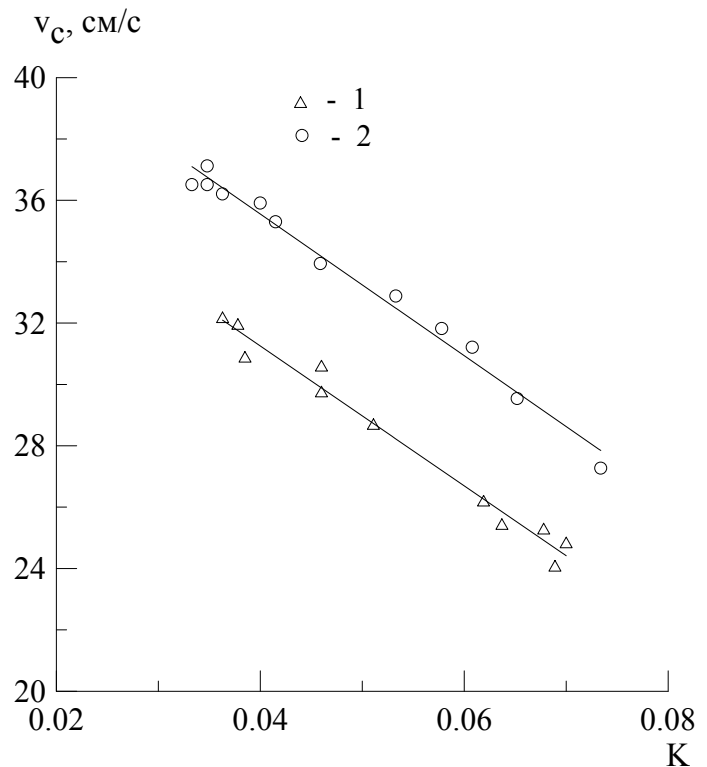


Рис.1 Зависимость критической скорости потока от интенсивности турбулентности: 1 - для одиночных особей, 2 - для групп из 5 рыб

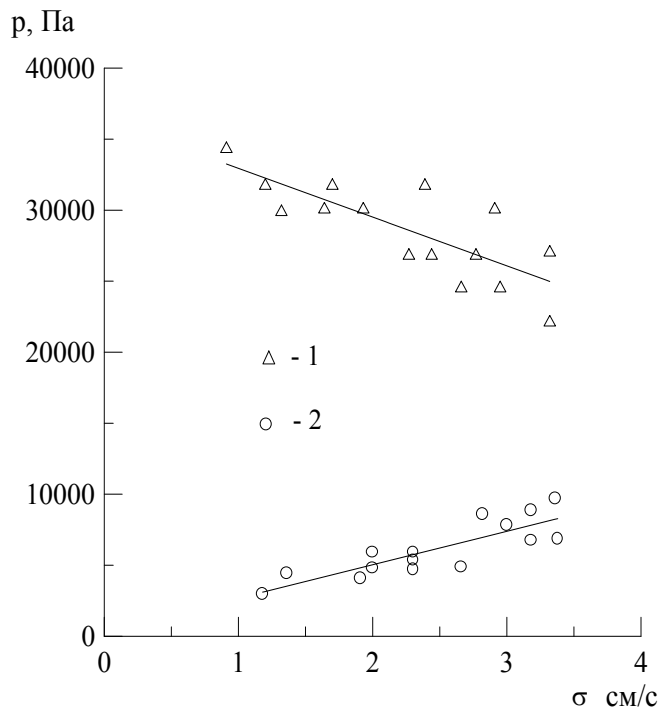


Рис.2 Зависимость критического (2) и порогового (1) давлений от стандарта пульсаций продольной составляющей скорости

течения в зоне отлова изменялась от 0.03 до 0.15 м/с. Неравномерность распределения средней скорости по ширине потока оценивалась отношением наибольшей скорости V_l к наименьшей $-V_s$. Опыты проводились при $V_l/V_s = 1.0; 1.5; 2.0$. Изменение отношения стандарта пульсаций скорости σ_l/σ_s в разных зонах потока достигало 2.6.

Результаты проведенных исследований показали, что выбор плотвой зон потока осуществляется как по скорости течения, так и по турбулентности, причем отношение к этим параметрам меняется в зависимости от места обитания рыб, использованных в эксперименте. Если плотва обитала в потоке, то она предпочитала поток с большими скоростями и с большим стандартом пульсаций скорости, чем обитавшая в непроточном заливе. Однако выбор условий обитания плотвой из речного течения ограничивался определенными величинами скорости потока и стандарта пульсаций, при превышении которых она тоже выбирала более спокойные зоны потока.

Анализ полученных данных показал, что одним из стимулов для ориентации рыб в потоке воды являются пульсации скорости, причем существует порог чувствительности разности пульсаций скорости течения. При равномерном распределении скоростей течения по ширине потока и неравномерном распределении стандарта пульсаций скорости плотва данной размерной группы начинает выбирать определенную турбулентную зону, если стандарт пульсаций отличается на 30-40% на расстоянии 0.1 м. При меньшей разнице в стандартах пульсаций скорости выбор гидравлических зон происходит только по скорости течения [13]. Таким образом, для рыб, обитающих в разных местах водотока, существует оптимальное соотношение средней скорости и интенсивности турбулентности.

Реакция рыб на изменение гидростатического давления в потоке также зависит от интенсивности турбулентности в потоке. Молодь рыб, находясь в потоке воды при пороговом изменении давления, начинает проявлять ориентационно-компенсаторную гидростатическую реакцию, которая заключается в изменении угла наклона тела к направлению потока и уходе на другой горизонт плавания [12]. При дальнейшем увеличении давления до критического происходит прекращение реореакции (движение рыб против потока) и рыба сносится вниз по течению. На рис.2 приводится зависимость порогового p_t и критического p_c давлений от стандарта пульсаций продольной составляющей скорости [12].

С увеличением степени турбулентности потока рыбы начинают уходить на другой горизонт плавания при больших значениях давления, а давление, при котором прекращается реореакция, уменьшается. Пересечение продолжений прямых $p_t(\sigma)$ и $p_c(\sigma)$ происходит при $\sigma = 6.49$

см/с. Из графика следует, что при $\sigma < 6.49$ см/с рыбы чувствуют себя комфортно при увеличении степени турбулентности потока и не стремятся уйти на другой горизонт плавания, а при значениях близких к $\sigma = 6.49$ см/с очень малого изменения давления становится достаточно для того, чтобы прекратилась реореакция.

Скорость и давление в реках

Теперь рассмотрим распределения скорости и характеристик турбулентности натуральных потоков, которые являются для рыб средой обитания. Кинетическая энергия пульсаций трех компонент скорости оценивается известным соотношением $B = 1/2(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)$, где индексы u , v и w соответствуют продольной, поперечной и вертикальной компонентам скорости потока. Результаты экспериментальных исследований вклада каждой компоненты скорости в энергию турбулентности в лотке над песчаной волной показали, что соотношение $\sigma_u^2 : \sigma_v^2 : \sigma_w^2$ в среднем по глубине потока равно 16:3.9:1 и качественно совпадает с данными измерений над грядой в р. Колумбии - 5:2.5:1 [2]. Измерения пульсаций всех трех компонент скорости течения в природе крайне редки. В частности, по данным [22] соответствующее соотношение будет равно 2.9:1.4:1, а по нашим обобщенным данным для нескольких рек разных масштабов [7] - 2.0:1.2:1. В связи с недостатком измерений пульсаций всех трех компонент скорости потока в реках, а также, учитывая преобладающий вклад пульсаций продольной составляющей скорости в энергию турбулентности потока, будем использовать дисперсию (или стандарт) пульсаций продольной компоненты скорости как достаточно информативный показатель общей энергии турбулентности. Как правило, степень турбулентности потока оценивается с помощью стандарта пульсаций составляющих скорости $\sigma_u = \sqrt{\sigma_u^2}$ ($\sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2}$, $\sigma_w = \sqrt{\sigma_w^2}$), нормированного на локальную или динамическую скорость.

Для разработки полуэмпирической модели распределения интенсивности турбулентности K в природном потоке рассмотрим распределение средней скорости по глубине реки, которое хорошо описывается степенной зависимостью [4],

$$u = (1 + n) \langle u \rangle \eta^n, \quad (1)$$

где $\eta = z/h$, z , h расстояние от дна и глубина потока соответственно, $\langle u \rangle$ - средняя по глубине скорость потока, n - показатель степени, связанный с гидравлическим сопротивлением. Известно, что показатель степени в (1) для широких равнинных рек при $B/H \gg 1$ (B - средняя ширина, H - средняя

глубина реки) составляет $1/7$ (0.143) [14]. Однако, позже было получено, что в природе n изменяется в пределах $0.1 - 0.3$ [5].

Используя логарифмический и степенной законы для описания профиля средней скорости, было получено выражение для динамической скорости [4]

$$u_* = \kappa n \langle u \rangle, \quad (2)$$

которое позволяет оценить динамическую скорость по профилю средней скорости течения (κ - постоянная Кармана). Уравнение (2) может быть весьма полезно при невозможности точных измерений уклона поверхности воды, особенно в нестационарном потоке.

Для сравнения интенсивности турбулентности различных потоков обычно используются безразмерные зависимости вида $\sigma_u / u_* = f(\eta)$. Разные авторы предлагают полуэмпирические соотношения в виде экспоненциальной [22], линейной и степенной [2] или функции вида (3) [7]. Все они удовлетворительно согласуются с представленными авторами результатами измерений, причем для каждой из зависимостей используются эмпирические коэффициенты справедливые в каждом конкретном случае.

Предложенная нами зависимость

$$\frac{\sigma_i}{u_*} = a_i + b_i \sqrt{\eta} \quad (3)$$

получена с учетом имеющихся данных о распределении составляющих тензора турбулентных напряжений по глубине [3] ($i = 1, 2, 3$ соответствуют продольной, поперечной и вертикальной компонентам скорости). Обобщение данных измерений по разным рекам позволило получить постоянные в зависимости (3) $a_1 = 2.1, b_1 = -1.2, a_2 = 1.7, b_2 = -1, a_3 = 1.3, b_3 = -0.6$.

Общая связь между давлением в жидкости и скоростью течения устанавливается уравнением Бернулли. Для сравнения абсолютных величин гидростатического давления в реках с величинами давлений, использовавшихся в экспериментах с рыбами (см. рис.2), была проведена оценка давления на дне потока в реках Киржач ($B = 20$ м, $H = 0.5$ м, $Re = 2.5 \cdot 10^4$) и Волга ($B = 700$ м, $H = 10$ м, $Re = 1 \cdot 10^7$). Оценка давления на реке Киржач, текущей в естественных условиях, дает $p \approx 5000$, а на участке р.Волга, расположенном в 100 км от нижнего бьефа Волгоградской ГЭС, оно изменяется в диапазоне $8 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5$ Па, в соответствии с недельным циклом регулирования стока этой реки. Сравнение давления в р. Киржач с величинами, представленными на рис.2, свидетельствует о возможности движения рыб в любой области потока (измеренные величины $\sigma_u = 0.03 \div 0.05$ м/с). Максимальные величины p на пике гидрографа в р. Волга на

порядок превышают критические давления, приведенные на рис.2 (измеренные величины $\sigma_u = 0.075 \div 0.1$ м/с).

Колебания скорости давления в нестационарном потоке

В работе [6] приводятся многочисленные данные разных авторов о стандарте пульсаций продольной составляющей скорости в нижних бьефах электростанций разных конструкций. Эти измерения проводились в основном для того, чтобы оценить вклад энергии вихревых образований в разрушение элементов конструкции креплений нижнего бьефа. Результаты измерений показали, что максимальные значения σ_u к концу горизонтального крепления максимальная интенсивность турбулентности составляет $0.25U$. Измерения пульсаций продольной составляющей скорости в яме размыва, образованной падающей струей, проведенные с помощью кино съемки, дают $\sigma_u \approx 0.22 U$ на расстоянии $\sim 10 d$ (d – толщина струи) от точки входа струи в воду нижнего бьефа. В толще потока за горизонтальным креплением стандарт пульсаций σ_u может достигать величин $(0.30 \div 0.37) U$ [6].

Взаимодействие потока и конструкции гидротехнического сооружения проявляется именно на границе потока. Чаще всего инженеров интересует только силовое взаимодействие, являющееся причиной разрушений, в формировании которого важная роль принадлежит давлению. Пульсация давления определяется не только локальными свойствами потока вблизи рассматриваемой точки, но в значительной мере кинематическими условиями во всей области течения [6]. Приводятся конкретные данные о стандарте пульсаций давления на участке вблизи сжатого течения перед гасителями: $\sigma_p \approx 0.05U^2$, в следе за гасителями стандарт пульсаций давления может оказаться выше, чем до гасителей $\sigma_p \approx 0.1U^2$ (амплитуда пульсаций давления всюду отнесена к плотности жидкости).

Экспериментальные исследования изменения характеристик потока в непосредственной близости от нижнего бьефа ГЭС при пусках в лотке показали, что величина давления на пике гидрографа увеличивается в 2 раза по сравнению с давлением при минимальном расходе [21], и в 2.3 раза - [20].

Обсуждение и выводы

Как было отмечено выше, результаты исследования ихтиологов свидетельствуют о том, что естественное для рыб существование в потоке заключается в возможности двигаться против течения. Известно также, что разные типы рыб предпочитают разные условия по соотношению средней скорости и стандарта пульсаций скорости. Сравним результаты

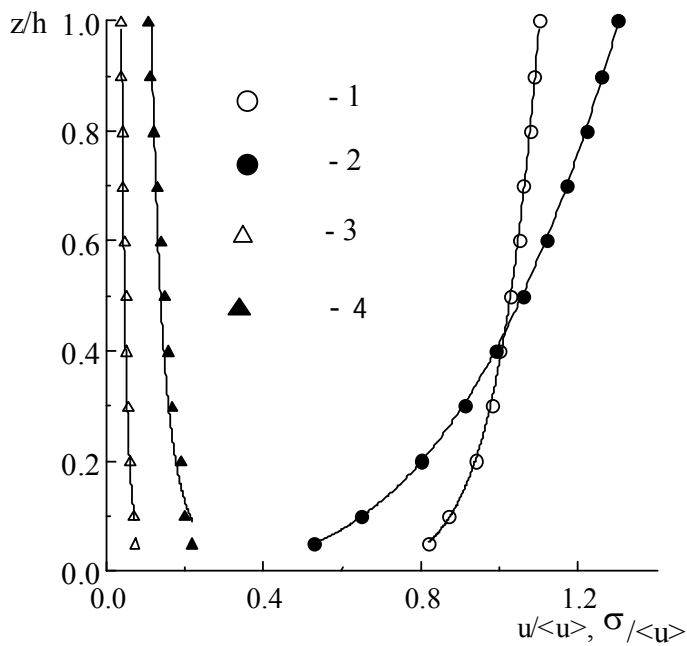


Рис.3 Профили средней скорости и стандарта пульсаций продольной составляющей скорости, рассчитанные по (1) и (3) (1, 3 - $n=0.1$; 2, 4 - $n=0.3$)

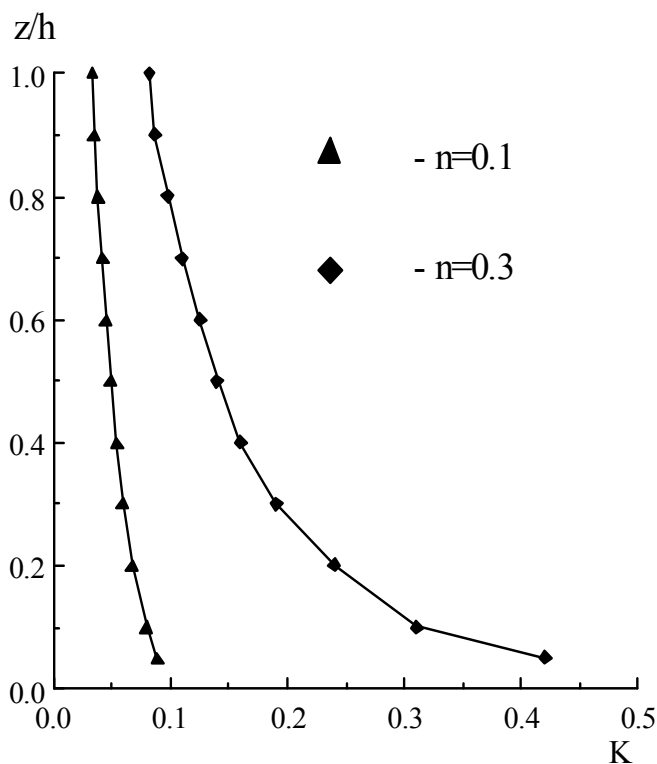


Рис.4 Изменение интенсивности турбулентности с глубиной для граничных показателей степени в (1)

исследований влияния интенсивности турбулентности и давления в потоке на поведение рыб, полученные в небольшом лотке и с характеристиками естественных и зарегулированных рек. Диапазон изменения показателя степени в (1), определяющего форму профиля средней скорости для равнинных рек ($B/H \gg 1$), не велик - $n=0.1 \div 0.3$. Средняя по глубине скорость $\langle u \rangle$ изменяется на участках равнинных рек со спокойным течением примерно на порядок - $0.3 \div 2$ м/с. Анализ модельных распределений средней скорости и стандарта пульсаций продольной составляющей скорости нормированных на среднюю на вертикали скорость реки, рассчитанных по (1) и (3) для показателей степени в (1) $n=0.1$ и 0.3 (рис. 3) показал, что разброс рассматриваемых величин для равнинных рек невелик.

На рис.4 представлены распределения интенсивности турбулентности по глубине потока, рассчитанные по (3) для $n=0.1$ и 0.3 . Сравнение этих распределений с диапазоном изменения K

в опытах с рыбами (рис.1, $K = 0.033 \div 0.083$) показало, что только в реках с наибольшей шероховатостью дна интенсивность турбулентности у дна существенно превышает значения, реализованные в лотке. Следует иметь в виду, что опыты проводились только с плотвой, в то время как разные типы рыб приспособлены к разным условиям обитания. Однако, как только скорость и пульсации скорости возрастают в результате хозяйственной деятельности человека и способствуют сносу рыб, условия существования, во всяком случае, для некоторых типов рыб, не приспособленных для движения в потоках с большими скоростями и турбулентными пульсациями, ухудшаются.

Результаты исследований структуры потоков в нижних бьефах гидроэлектростанций, приведенные в предыдущем параграфе, свидетельствуют о росте интенсивности турбулентности в потоке за гидроэлектростанцией. Известно, что в равнинных реках осредненный по глубине σ_u составляет от $\langle u \rangle$ примерно 10%, в то же время исследования турбулентности потока в нижнем бьефе гидроэлектростанций [6] показывают, что в некоторых случаях эта величина может достигать 30%, а средняя скорость возрастает примерно вдвое. В работе [21] приводятся результаты исследований изменения средней и динамической скорости потока при попусках с разным гидрографом, проведенных в лотке. Эти исследования показали, что при возрастании средней на вертикали скорости во время попуска примерно в 2 раза динамическая скорость возрастает во столько же раз, т.е. интенсивность турбулентности потока остается практически постоянной, однако средняя скорость в этот момент существенно превышает критическую для рыб скорость потока. Таким образом, условия для реоакции рыб нарушаются, и поток сносит ее вниз по течению.

Было показано [17] что плотва, обитающая в потоке с равномерным распределением скорости по ширине потока, выбирает зоны с большей интенсивностью турбулентности до некоторого предела. Дальнейшие исследования [8] показали, что рыбы разных типов (реофильные, лимнофильные и эврибионтные) предпочитают потоки с разным уровнем турбулентности. Причем исследования проводились при одном значении средней скорости потока.

В работе [13] делается важный вывод о том, что рыбы (плотва, *rutilus*) выбирают благоприятные для обитания зоны потока и по скорости течения и по уровню турбулентности, причем отношение к этим параметрам меняется в зависимости от мест обитания рыб, участвующих в опытах (непроточный залив и речное течение). Результаты измерений распределения σ_u по ширине потока, полученные в большой равнинной реке [18], показали, что оно имеет существенно более острый пик в прибрежной зоне. Сравнение этих результатов с результатами экспериментов с рыбами [13] свидетельствуют об определенном

распределении рыб разных типов и возраста по ширине реки и по глубине в зависимости от величины интенсивности турбулентности потока.

Как отмечалось ранее, распределение стандарта пульсаций продольной составляющей скорости по глубине открытого потока имеет максимум у дна и уменьшается по мере приближения к поверхности потока. Турбулентная структура подледного потока существенно отличается от структуры открытого течения [19]. В результате измерений пульсаций продольной составляющей скорости потока в р. Москве были получены распределения по глубине второго, третьего и четвертого моментов пульсаций скорости. Интенсивность турбулентности $\sigma = \sigma_u / \langle u \rangle$ растет по мере приближения к границам потока и имеет максимум примерно на горизонте 0.7. Таким образом, в результате наших исследований получено, что распределение σ_u по глубине подледного потока имеет три максимума: два - у граничных поверхностей, и еще один на динамической оси потока. Осредненная по глубине величина интенсивности турбулентности равна 0.4, что примерно в 5 раз превышает значение, полученное для открытого потока. Тот факт, что осредненное по глубине значение интенсивности турбулентности для равнинных рек ($B/H \gg 1$) в зимних условиях в несколько раз превосходит эту величину для открытого потока, свидетельствует о высокой турбулизации течения. Рост интенсивности турбулентности у границ и появление третьего максимума σ_u в толще подледного потока могут быть объяснены как результат взаимодействия двух пограничных слоев, сформированных у дна и у нижней поверхности льда.

В результате анализа условий обитания рыб в реках, а также турбулентных характеристик естественных потоков и их изменения в зарегулированных реках, показано, что рост средней скорости, турбулентных пульсаций продольной составляющей скорости и давления в потоке во время попуска способствуют сносу рыб вниз по течению, что ухудшает условия обитания рыб в потоке. Отрицательное влияние регулирования речного стока на условия жизни рыбы в реках еще сильнее сказывается в зимний период, так как в потоке подо льдом турбулентные характеристики и так существенно превышают турбулентные характеристики для открытого потока.

На сегодняшний день ощущается явный недостаток данных лабораторных экспериментов с рыбами и наблюдений за их поведением во время попусков в реках. Используемые здесь работы представляют большую ценность, но, к сожалению, не дают полной картины необходимых и наилучших условий существования хотя бы для одного типа рыб. Основным препятствием для сравнения результатов экспериментов с натурными условиями являются очень маленькие размеры лотка и невозможность определения скорости потока и стандарта

пульсаций на определенном, известном горизонте. Приведенные значения u и σ_u относятся обычно к тому месту, где была рыба, но о том в какой части потока это было, ничего не говорится. Это является основным затруднением при сравнении результатов экспериментов с характеристиками естественных и зарегулированных рек. Заметен и недостаток данных о скорости и турбулентности потока ниже нижнего бьефа гидроэлектростанций.

Литература

1. Алеев Ю.Г. Функциональные особенности внешнего строения рыбы. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Гринвальд Д.И., Никора В.И. Речная турбулентность. Ленинград, Гидрометеиздат, 1988, с. 151.
3. Дебольский В.К., Долгополова Е.Н., Орлов А.С., Замай О.А. Статистическое описание турбулентного движения в реках. Водные ресурсы, №4, 1986, с.57-68.
4. Долгополова Е.Н., Орлов А.С. Оценка распределения продольной составляющей пульсаций скорости руслового потока. Водные ресурсы, №2, 1989, с.85-90.
5. Долгополова Е.Н. Коэффициент трения природных потоков Водные ресурсы, т. 27, №6, 2000
6. Лятхер В.М. Турбулентность в гидросооружениях. М., Энергия, 1968, с.408
7. Орлов А.С., Долгополова Е.Н., Дебольский В.К. Некоторые эмпирические закономерности русловой турбулентности. Водные ресурсы, №6, 1985, с.85-90.
8. Павлов Д.С., Лупандин А.И. Реакция рыб на потоки с различной степенью турбулентности. Докл. РАН, 1995, т.339, №3, с.1221-1234.
9. Павлов Д.С., Сабуренков Е.Н. Скорости и особенности движения рыб. Сб. "Основные особенности поведения и ориентации рыб", Изд. Наука, 1974, стр.155-187.
10. Павлов Д.С., Скоробогатов М.А., Штаф Л.Г. Влияние степени турбулентности потока на величину критической скорости течения для рыб. ДАН СССР, 1982, т.267, №4, с.1019-1021.
11. Скоробогатов М.А., Павлов Д.С., Поведение рыб в зоне гидротехнических сооружений. Сб. статей, Наука, 1967, с.155
12. Скоробогатов М.А., Лупандин А.И., Павлов Д.С. Реакции рыб на изменение гидростатического давления в потоках с различной интенсивностью турбулентности. Докл. РАН, 2000, т.374, №5, с.715-717.
13. Скоробогатов М.А., Павлов Д.С., Лупандин А.И. Влияние скорости течения и интенсивности турбулентности на распределение плотвы

- rutilus rutilus* в потоке воды. Вопр. Ихтиологии, 1996, т.36, №5, с.687-692.
14. Шлихтинг Г. Терия пограничного слоя. М., Наука, 1969, с. 742.
 15. Шулейкин В.В. Физика моря. М., Изд-во АН СССР, 1953.
 16. Шулейкин В.В. Энергетика и скорость миграций рыб, дельфинов и китов. Тр. ВНИРО, т. X, 1966.
 17. Штаф Л.Г., Павлов Д.С., Скоробогатов М.А., Барекян А.Ш. Изучение влияния степени турбулизации потока на поведение рыб. Вопр. ихтиологии, 1983, т.23, вып.2, с. 307-317.
 18. Bhowmik N.G., B.S. Mazumder, R. Xia, T.W. Soong. Distribution of turbulent velocity fluctuations in a natural river. J. Hydr. Res. v.33, No.5, 1995, pp.649-661.
 19. Dolgoplova E.N., E. Tesaker. Turbulent structure of ice-covered flow and ice impact upon habitat in rivers. Proc. of the 15-th International Symposium on ice, Gdansk, Poland, v.1, 2000, pp.381-390.
 20. Fiorotto V., A. Rinaldo. Turbulent pressure fluctuations under hydraulic jumps. J. Hydr. Res. v.30, No.5, 1992, pp.499-520.
 21. Haizhou T., W.H. Graf. Friction in unsteady open-channel flow over gravel beds. J. Hydr. Res. v.31, No.1, 1993, pp.99-110.
 22. Sukhodolov A, M. Thiele, H. Bungartz. Turbulence structure in a river with sand bed. Water resources Research, v.34, No.5, 1998, pp.1317-1334.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МЕТОДОВ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Кукушкин А.К., Бадретдинов Д.З., Кузнецова С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова физический факультет

Температурная зависимость параметров светоиндуцированных изменений кривых индукции миллисекундной замедленной люминесценции (полуширины пика, максимальной и минимальной интенсивности люминесценции) была изучена в температурном диапазоне от -23°C до 45°C на вырезках листьев *Hibiscus rosa sinensis*. Замедленная люминесценция (ЗЛ) была индуцирована и регистрировалась при помощи собранной нами установки, основанной на фосфороскопе Льюиса-Каша. Показано, что температурная зависимость интенсивности стационарного состояния ЗЛ имеет вид двухвершинной кривой с максимумами при -10 и 35°C . При комнатной температуре интенсивность стационарного состояния минимальна, что соответствует диапазону толерантности растения. При разных режимах охлаждения и нагревания температурные зависимости

стационарных значений ЗЛ оказались разные. Мы предполагаем, что это может быть вызвано деструктивными изменениями в структуре реакционного центра фотосистемы 2 (РЦ ФС 2) под действием температуры, что связано с эффектом высаливания.

Ключевые слова: замедленная люминесценция, тепловое и холодное повреждения, диапазон толерантности.

Введение

Одной из задач экологии является изучение состояния биосферы. В настоящее время для оценки такого состояния широко применяются флуоресцентные методы. С помощью этих методов исследуют состояние цепи электронного транспорта, систему разложения воды, влияние пестицидов, гербицидов, теплового и холодного стресса, УФ-облучения, а также засоленности почвы и засухи на растение [1]. Явление замедленной люминесценции может быть описано как испускание света фотосинтезирующими организмами в ходе обратных реакций. ЗЛ вызвана тем же переходом $P680^* \rightarrow P680$, что и быстрая люминесценция. Однако, в случае быстрой флуоресценции состояние $P680^*$ создается напрямую возбуждающим светом, в то время как в случае ЗЛ состояние $P680^*$ образуется при помощи рекомбинации продуктов, сформированных в первичном фотохимическом акте. Таким образом, в отличие от быстрой люминесценции, которая излучается светособирающими комплексами в процессе миграции энергии, ЗЛ излучается в процессе излучательной дезактивации возбужденных пигментов, образовавшихся в результате обратных реакций переноса электронов [3,4]. Используя теорию ЗЛ высших растений, разработанную в течении последних нескольких лет, можно определить такие характеристики первичных процессов как константы скорости и энергии активации для прямого и обратного электронного транспорта реакций в реакционном центре фотосистемы 2, место нахождения рекомбинирующих зарядов в цепи электронного транспорта и состояние цикла Кальвина [6]. Ранее было показано, что ЗЛ является чувствительным тестом состояния фотосинтетической системы. Даже изменения в скорости работы фосфатного транслокатора отчетливо определяются на индукционных кривых замедленной люминесценции [6]. Обычно информацию о энергиях активации обратных реакций электронного транспорта получают, исследуя температурную зависимость ЗЛ и электронного транспорта. Целью настоящей работы было исследование температурной зависимости характеристик индукционной кинетики ЗЛ интактных листьев в миллисекундном диапазоне.

Материалы и методы

Для измерения мы использовали вырезки ($d=2\text{cm}$) листьев китайской розы (*Hibiscus rosa sinensis*). Растение было выращено в лабораторных

условиях на естественной почве. Измерения ЗЛ были сделаны на собранной нами установке [6], с модифицированным держателем для образца, способным поддерживать температуру образца в диапазоне от -25°C до 50°C . Образец охлаждался теплопоглощающей стороной модуля Пельтье, к которой крепилась термопара; тепловыделяющая сторона была прижата к держателю, служащему как радиатор. Для улучшения теплового контакта пространство между модулем Пельтье и держателем было наполнено специальной теплопроводящей пастой. Держатель охлаждался циркулирующей водой, температура которой поддерживалась постоянной с помощью термостата в диапазоне от 10°C до 80°C , или льдом, помещенным внутрь держателя. Модуль Пельтье был подключен к блоку питания с напряжением 10V и током 5A через переменное сопротивление, позволяющее подавать напряжение от 0 до 10V на элемент Пельтье, что приводит к разнице температур между теплопоглощающей и тепловыделяющей сторонами от 0 до -25°C .

Температура от 0°C до -25°C поддерживалась при помощи модуля Пельтье модуля с держателем охлаждаемым льдом, от 25°C to 0°C – Пельтье модулем на держателе охлаждаемом циркулирующей водой при 25°C и от 25°C до 50°C – циркулирующей водой соответствующей температуры с выключенным модулем Пельтье. Эксперимент проводился следующим образом. Образец освещался красным светом 30 с, затем адаптировался в темноте 5 мин; в течение этого времени устанавливалась необходимая температура. ЗЛ возбуждалась белым светом в течении 1.8 мс и после задержки в 3.9 мс интенсивность люминесценции измерялась в течении 1.8 мс.

Для каждого нового эксперимента использовался новый кусочек листа; серии экспериментов были также проведены на вырезках одного листа, так и на разных листьях. Для получения температурной зависимости стационарного значения интенсивности ЗЛ при различных режимах охлаждения и нагревания обычно использовался один образец: после того как интенсивность ЗЛ достигала своего стационарного значения - температура изменялась и после того как новая температура установится (5 мин) измерения повторялись на том же образце. Два режима установления температуры использовались для получения температурной зависимости стационарного значения интенсивности ЗЛ. В первом образец постепенно охлаждался от комнатной температуры, во втором образец предварительно охлаждали до -23°C и затем постепенно нагревали до комнатной температуры. I_0 , интенсивность постоянного сигнала от держателя без образца, измеряли перед каждой серией измерений. Этот паразитный сигнал вычитали из измеренных интенсивностей ЗЛ.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена типичная индукционная кривая замедленной люминесценции полученная при 37°C ; серии подобных кривых представляю собой непосредственный результат наших экспериментов. Использовались следующие параметры индукционных кривых ЗЛ: I_{max} – максимальная интенсивность ЗЛ, $h_{1/2}$ – полуширина пика ЗЛ, I_{min} – стационарное значение ЗЛ.

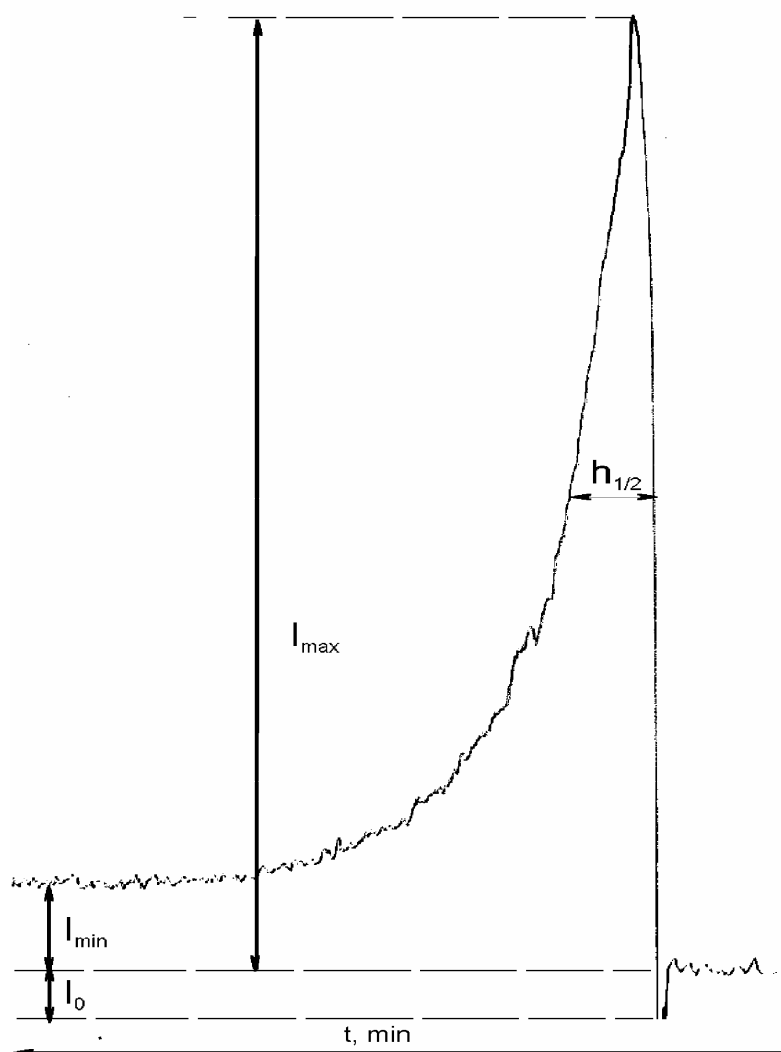


Рис. 1. Обозначения на типичной индукционной кривой замедленной люминесценции. I_{max} - максимальная интенсивность ЗЛ, I_{min} – ее стационарное значение, I_0 – паразитный постоянный сигнал без образца, $h_{1/2}$ - полуширина пика ЗЛ

Температурные зависимости этих параметров представлены на рис. 2-4. На этих рисунках каждая точка без интервалов ошибок принадлежит одной из двух полных серий (полная серия сделана на кусочках одного

листа), в то время как точка с интервалами ошибок является результатом усреднения по всем сериям экспериментов. Можно увидеть, что максимальная интенсивность ЗЛ отличается от нуля во всем диапазоне от -23 до 50 $^{\circ}\text{C}$ (рис. 2), полуширина пика ЗЛ (рис. 3) имеет один максимум около -10 $^{\circ}\text{C}$.

На рис 4 представлена температурная зависимость интенсивности стационарного значения ЗЛ. Существование двух пиков на этой

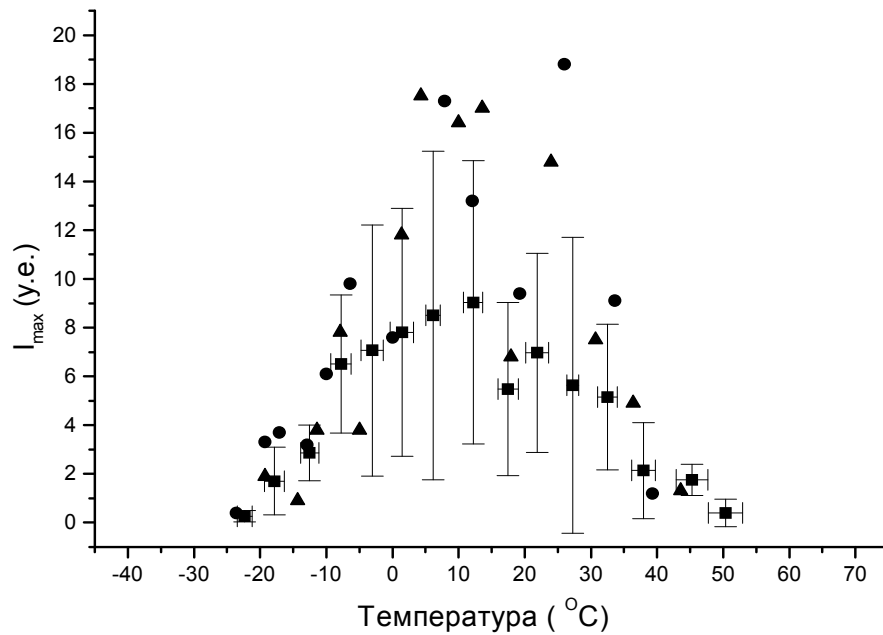


Рис. 2. Температурная зависимость максимальной интенсивности замедленной люминесценции I_{\max} .

●, ▲ — серии экспериментов проведенные на вырезках одного листа, ■ — среднее по всем экспериментам.

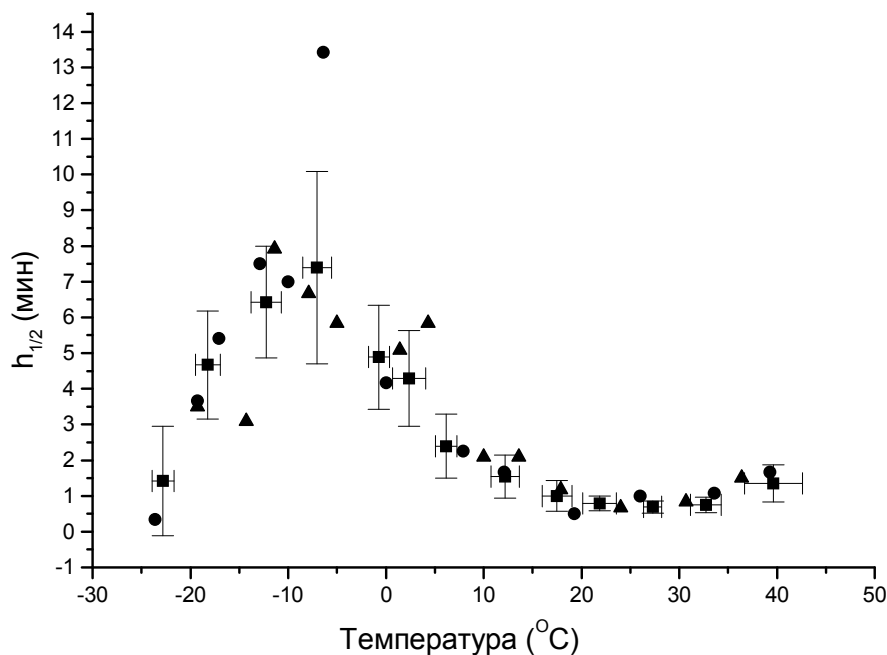


Рис. 3. Температурная зависимость полуширины пика замедленной люминесценции $h_{1/2}$.

●, ▲ — серии экспериментов проведенные на вырезках одного листа, ■ — среднее по всем экспериментам.

температурной зависимости может быть объяснено следующим образом. При температурах ниже -23°C некоторые из реакций прямого электронного транспорта, особенно связанные с диффузией, очень медленны и в связи с этим обратный электронный транспорт при низких температурах не очень велик. При увеличении температуры, скорость прямого электронного транспорта все еще невелика, в то время как скорость обратных реакций в РЦ ФС 2 увеличивается как $\exp(-E_A/kT)$, где E_A - энергия активации, k - константа Больцмана and T - температура и мы наблюдаем максимум около -7°C . При дальнейшем увеличении

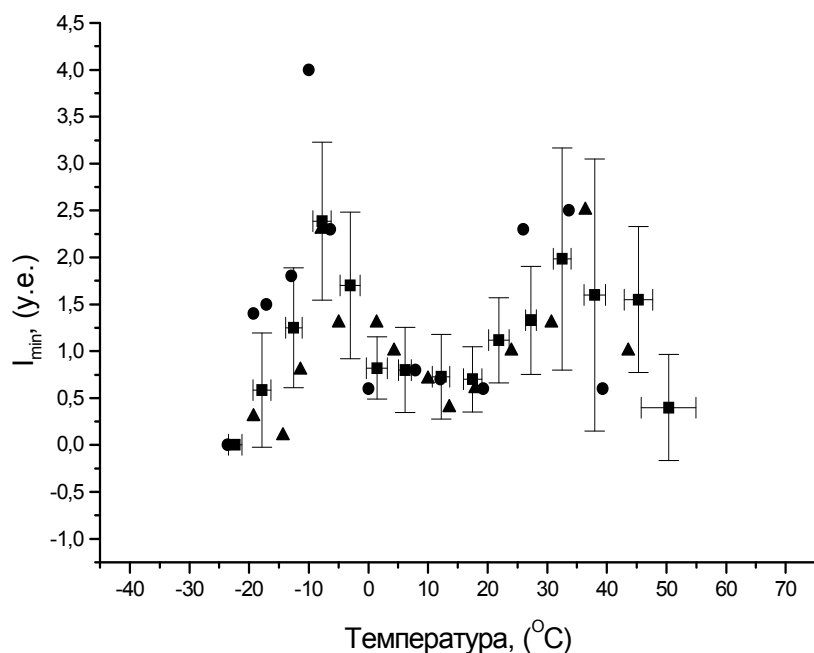


Рис. 4. Температурная зависимость стационарного значения интенсивности замедленной люминесценции I_{\min} . ●, ▲ - серии экспериментов проведенные на вырезках одного листа, ■ - среднее по всем экспериментам

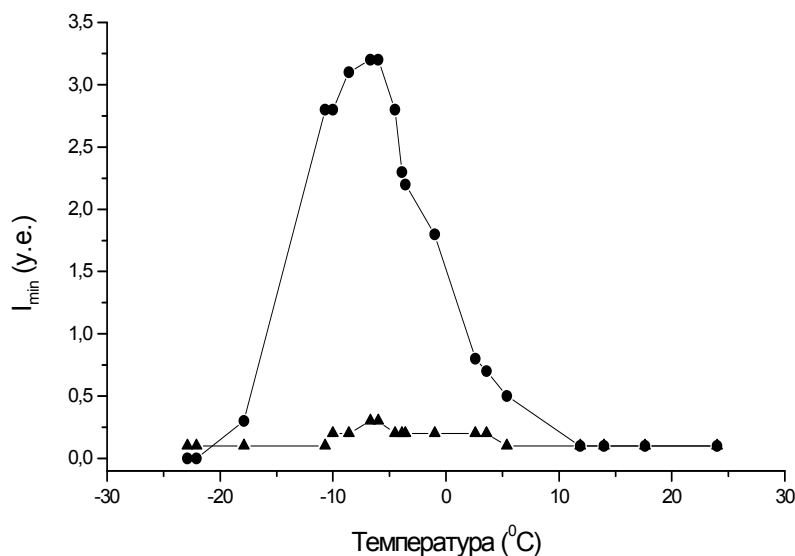


Рис. 5. Температурная зависимость стационарного значения интенсивности замедленной люминесценции (полученная на одном образце) при различных режимах охлаждения и нагревания. ● - измерения при постепенном охлаждении от комнатной температуры до -23°C , ▲ - быстрое охлаждение до -23°C и измерения при последующем постепенном нагревании до комнатной температуры

температуры прямой электронный транспорт превышает обратный, поэтому при физиологических температурах интенсивность ЗЛ минимальна, что соответствует наиболее эффективной утилизации солнечной энергии [5]. При 30-40 °С мы предполагаем, что активность цикла Кальвина уменьшается, что приводит к увеличению обратного электронного транспорта и увеличению интенсивности ЗЛ. При 45-50 °С в РЦ ФС 2 имеют место деструктивные изменения в РЦ ФС 2, приводящие к тому что как прямой так и обратный транспорт становится невозможным, и это приводит к падению интенсивности ЗЛ. Известно, что положения этих пиков связаны с холодовой и тепловой толерантностью растения [1].

Мы обнаружили, что температурная зависимость стационарного значения интенсивности ЗЛ очень чувствительна к режиму нагревания или охлаждения, которые мы используем в экспериментах. При нагревании высечки листа *Hibiscus rosa sinensis*, предварительно охлажденного до -23 °С, до 25 °С наблюдался только слабый максимум интенсивности стационарного значения ЗЛ около -10 °С. Когда интенсивность стационарного значения ЗЛ измеряли при охлаждении высечки того же листа от 25 °С до -23 °С, наблюдался широкий максимум (см. рис. 5). Мы предполагаем, что во время замораживания структура РЦ ФС 2 необратимо изменяется, что приводит к практически уничтожению прямого электронного транспорта.

Структурные изменения, происходящие при замораживании фотосинтезирующих объектов и изменяющие скорость электронного транспорта, упоминались в литературе и раньше. Так, изучение характеристических времен электронного транспорта в бактериальных реакционных центрах показало увеличение в 1.5-2-раза этой скорости при замораживании образца от комнатной температуры до температуры жидкого гелия [7], это явление до сих пор остается необъясненным.

В работе Стоуэла и др. [8] было показано изменение скорости электронного транспорта в районе пластохинона *Rhodobacter sphaeroides* при различных режимах охлаждения. Дюкруэ и др. [9] приводят данные о некоторых артефактах в измерениях термолюминесценции, связанных с охлаждением образца. Наконец, в работе Харнишфегера 1976 году было показано, что спектр флуоресценции образца зависит от скорости охлаждения [10]. По-видимому, причина этого состоит в физико-химическом явлении высаливания, денатурации белков при высокой концентрации ионов, образующейся при низкой температуре. Об этом также может свидетельствовать немонокотное изменение т.н. "рабочего интеграла" быстрой индукции флуоресценции при понижении температуры, обнаруженное в работе [11]. Таким образом, при применении низкотемпературных флуоресцентных методов к экологическим проблемам необходимо иметь в виду возможность деструктивных изменений, происходящих при охлаждении зеленых листьев высших растений.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 00-15-97852 и 00-04-48292 и ФЦП "Интеграция".

Литература

1. Фотосинтез под ред. Говинджи т.1, М., Мир 1987.
2. J.A. Berry, W.J.C. Dawnton in M. Govindjee (Ed), Photosynthesis, Vol 2, Development, Carbon Metabolism, and Plant Productivity, Academic Press, New York, 1982, 273-365.
3. P.V Sane, Rutherford A.W., in M. Govindjee (Ed) Light Emission by Plants and Bacteria, Academic Press, New York, 1986, 329-360.
4. Rutherford A.W., Inoue Y. Oscillations of delayed luminescence from PSII: recombination of $S_2Q_B^-$ and $S_3Q_B^-$, FEBS lett., 165, 1984, 163-170.
5. G.E. Edwards, D.A. Walker, C3, C4: mechanisms and cellular and enviromental regulation of photosynthesis. Blackwell Scientific Publication., Oxford. London. Edinburg. Boston. Melbourne, 1983, 520 pp.
6. Khuznetsova S., Bogracheva T., Hedley C., Tuleshova A., Kukushkin A., The rate of transport through a phosphate translocator affects delayed luminescence induction: an experiment and theoretical model., Annals of applied Biology, 2001, v. 138, №1, p 117-121.
7. Shuvalov V.A., The transformation of sunlight energy in the primary charge separation act in the reaction centres of photosystem 2. Moscow, Nauka, 2000.
8. Stowell M.H.B., McPhillips T.M., Rees D.S. et all, Ligh-induced structural changes in photosyntetic reaction center: implications for Mechanism of electron-proton transfer., Science, 1997, v. 276, p 813-816.
9. Ducruet J.M., Abstracts of XI International Congress of Photosynthesis, 1998, SY24-P6, p 220, Hungary., Budapest.
10. Harnischfeger G., Possible influence of the rate speciment cooling on the determination of energy distribution in photosythesis by fluorescence emission at 77 °K, BBA, 1979, v.449, №2, p 293-596.
11. Thorne S.W., Boardman N.E., The effect of temperature on the fluorescence kinetics of spinach chloroplasts, BBA, 1971, v.234, №1, p 113-125.

**ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ
ЛАЗЕРНОЙ ДЕСТРУКЦИИ ДНК**

Кучеренко М.Г., Степанов В.Н., Жолудь А.А.

Оренбургский государственный университет, естественнонаучный факультет

Рассмотрена диффузионная релаксация голографических решеток, записанных в растворах биополимеров при лазерном дроблении макромолекулярных цепей. Произведен учет дисперсии длин фрагментов макромолекул.

При лазерном облучении клеток, содержащих органические красители наблюдается дробление (разрезание) полимерных цепей ДНК и белков в результате двухквантового радиационного воздействия на молекулярный сенсibilизатор, образующий с биополимером единый комплекс, светочувствительный к видимому спектральному диапазону [1-2]. В этой связи является важной задача определения параметров продуктов модификации и их распределений в случае дисперсии выхода фрагментов - то есть оценка степени лазерной деструкции макромолекул. Разработке методов прецизионной диагностики последствий фотолитического действия лазерного излучения посвящена данная работа.

Оценку эффективности лазерного дробления полимерных цепей удобно осуществлять оптическими методами, например по поглощению интенсивности зондирующего луча раствором биополимера [1-2]. Однако, здесь предлагается и будет обсуждаться другой способ регистрации продуктов фотолиза - по дифракции зондирующего лазерного луча на нестационарной голографической решетке, записанной в растворах комплексных соединений биополимер-фотохром. При удачном подборе компонентов роль фотохромных центров могут выполнять те же самые органические молекулы, которые осуществляют двухквантовую сенсibilизацию в фотолизе ДНК. Будучи переведенными в ходе записи голографической решетки в электронно-возбужденные триплетные (Т) состояния эти молекулы изменяют оптические характеристики раствора в определенной спектральной полосе на время, пока Т-состояния не успевают дезактивироваться (обратимый динамический триплетный фотохромизм) [3-4]. В большинстве случаев этого времени вполне достаточно для проведения экспрессной диагностики системы, причем, при необходимости, процесс записи и считывания голографической решетки может быть многократно повторен. Предполагается, что фотохромные метки остаются сорбированными на биополимерной цепи как во время облучения, так и по его завершению, и располагаются вдоль макромолекулы однородно и достаточно часто, так что после дробления цепи каждый из ее фрагментов содержит достаточно большое число меток, пропорциональное длине фрагмента. Это предположение позволяет считать, что все фракции полимерных цепей участвуют в процессе голографической записи. Коэффициенты диффузии различных по длине макромолекулярных остатков будут иметь разные значения, однако хотя расплывание различных подрешеток вследствие этого будет происходить с различными скоростями, периоды этих подрешеток в ходе релаксации изменяться не будут.

Типичный размер клубка синтетического полимера ~ 50 нм [5], а полимерной глобулы на порядок ниже 5 нм. Период голографической решетки Λ при угле скрещивания лучей в 1-2 градуса составляет величину

$\sim 10^3$ нм [3-4]. Таким образом, пространственное разрешение при записи (зернистость фотохромного материала) может быть оценена в 50 нм. В случае же молекул ДНК эти оценки могут перестать быть справедливыми – из-за большой персистентной длины этого биополимера. Так оценивая средний размер клубка по формуле $\langle R^2 \rangle = 2La_0$, где L -длина макроцепи, a_0 - ее персистентная длина, для ДНК с числом звеньев $N \sim 10^9$ (для белков $N \sim 10^2 - 10^4$, $a_0 = 1-1.5$ нм) и $L = 30$ см, $a_0 = 50$ нм, получаем $\sqrt{\langle R^2 \rangle} \propto 10^5$ нм. Исходя из проведенных оценок клубок ДНК нельзя считать элементарной единицей записи, а клубок белка – можно (рис. 1.). Перспективным является и использование фотохромизма самого белка.

Диффузионное движение молекул ДНК, на которых осуществлена запись решетки, можно представить как перемещение целых доменов фотохромной среды. Очевидно, что в этом случае будет происходить деструкция решетки, или, точнее, разупорядочивание и дезориентация элементарных решеток, записанных на отдельных клубках. В такой ситуации важно не только движение клубка как целого (нулевая раузовская мода [5-6]), но и движение отдельных участков в клубке. Эти же соображения применимы, хотя и в меньшей степени, к белковым клубкам. Глобулярные состояния макромолекул, как более плотные и компактные структуры, еще менее будут подвержены эффектам разрушения записанных решеток из-за относительного перемещения доменов. Расплывание записанной решетки в такой ситуации будет больше напоминать диффузию малых фотохромных молекул в обычном растворителе. Таким образом, для исследования голографическим методом диффузии клубков ДНК как целостных объектов, необходима запись решеток с периодом Λ , превышающим 10^2 мкм. Дифракция зондирующего пучка на решетках с таким периодом осуществляется на малые углы θ_m в соответствии с выражением

$$\Lambda \sin \theta_m = \pm m \lambda ,$$

где m - порядок дифракции; λ – длина волны зондирующего света.

Голографический мониторинг лазерного разрезания молекул ДНК может осуществляться независимо и наряду с другими оптическими методами обнаружения деструкции макромолекулярных цепей, например измерением оптической плотности полимерного раствора в зоне фотодеструкции. Однако метод дифракционных решеток представляется более совершенной измерительной процедурой, позволяющей, притом, учесть дисперсию фрагментов цепей по длинам более непосредственным образом.

Формирование и релаксация голографической решетки в растворе полимера

В случае, когда фрагменты макромолекулярных цепей в растворе имеют одинаковую длину (массу), такую, что размер клубка $\sqrt{\langle R^2 \rangle} < \Lambda$, диффузионная релаксация решетки описывается одним дифференциальным уравнением, записанным для концентрации $n_0(x, t)$ фотохромных центров, сорбированных полимерной цепью

$$\frac{\partial}{\partial t} n_0(x, t) = D \nabla_x^2 n_0(x, t), \quad (1)$$

При записи (1) предполагалось, что внутриглобулярные перемещения доменов макроцепи не так существенны для релаксации решетки как диффузионное движение целой глобулы. Если фотохромные центры нестабильны, а их число убывает со временем с характерным показателем τ_T (так обстоит дело, когда в качестве фотохромов используют молекулы пигмента в неравновесном состоянии), результирующий закон пространственно-временной релаксации фотоактивного компонента регистрирующей среды принимает вид

$$n_T(x, t) = n_0(x, t) P(t | \tau_T), \quad (2)$$

где $n_0(x, t)$ – решение диффузионного уравнения (1); $P(t | \tau_T)$ – закон дезактивации неравновесного состояния фотохрома. В случае синусоидального профиля концентрации $n_0(x, t)$ в начальный момент, отражающего характер интерференционного поля освещенности, создаваемого при записи голограммы для $n_T(x, t)$ получаем

$$n_T(x, t) = n_{00} [1 + \cos(Kx) \exp(-K^2 D t)] P(t | \tau_T), \quad (3)$$

где $K = 2\pi / \Lambda$ – пространственная частота; n_{00} – концентрация Т-центров в максимуме освещенности, а $P(t | \tau_T)$ в простейшем случае мономолекулярного распада представляется экспоненциальной зависимостью $P(t | \tau_T) = \exp(-t / \tau_T)$. Как следует из (3), пространственные гармоники с волновым числом K релаксируют со скоростью $K^2 D$, не считая общего распадного фактора $P(t | \tau_T)$, который не зависит от пространственной частоты.

$$\tau_A(x, t) = 1 - \frac{1}{2} \sigma_T n_T(x, t) d_M. \quad (4)$$

В случае, когда фрагменты макромолекул имеют распределение по длинам l , коэффициент пропускания $\tau_A^l(x, t)$ подрешетки, записанной на фрагментах длины l принимает вид

$$\tau_A^l(x, t) = \left[1 - \frac{1}{2} \sigma_T n_{00} P(t | \tau_T) d_M \right] - \frac{1}{2} \sigma_T n_{00} P(t | \tau_T) \exp[-K^2 D_l t] \cos(Kx) d_M. \quad (5)$$

В более общей ситуации сильного поглощения света по толщине слоя z , вместо (4) следует использовать исходную форму закона Бугера

$$\tau_A^l(x, t) = \exp \left[-\frac{\sigma_T}{2} n_T^l(x, t) d_M \right]. \quad (6)$$

Мы пишем $n_A^l(x, t)$, поскольку в сечении x вклад в поглощение света дают Т-центры, сорбированные на фрагментах макроцепей различной длины. Поскольку скорости диффузионного растекания таких меченых фрагментов различаются, необходимо говорить о парциальных концентрациях Т-меток в сечении x . Результирующий коэффициент пропускания в полосе x мультипликативен по $\tau_A^l(x, t)$, а коэффициент поглощения аддитивен по $n_A^l(x, t)$:

$$\tau_A(x, t) = \prod_l \tau_A^l(x, t) = \exp \left[-\frac{\sigma_T}{2} \sum_l n_T^l(x, t) d_M \right]. \quad (7)$$

В формуле (7) перейдем, теперь к суммированию (перемножению) по индексу i , отмечающему различные группы фрагментов макроцепей с одинаковыми длинами l . Тогда вместо (7) можем записать

$$\tau_A(x, i) = \exp \left[-\frac{\sigma_T}{2} \sum_i a_i(l) n_T^l(x, t) d_M \right], \quad (8)$$

где $a_i(l)$ — весовые коэффициенты группы цепей длиной l .

В континуальном варианте, используя функцию плотности распределения $p(l)$ по длинам можем записать

$$\tau_A(x, t) = \exp \left[-\frac{\sigma_T d_M}{2} \int_0^\infty p(l) n_T^l(x, t) dl \right], \quad (9)$$

$$\int_0^\infty p(l) dl = 1.$$

Перегруппировав члены в (9) приводим выражение для τ_A к виду

$$\tau_A(x, t) = \exp\left[-\frac{\sigma_T d_M}{2} n_{00} P(t | \tau_T)\right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{\sigma_T d_M}{2} n_{00} P(t | \tau_T) \cos(Kx) \int_0^{\infty} p(l) \exp(-K^2 D_l t) dl\right]. \quad (9)$$

Тогда в оптически тонком слое

$$\tau_A(x, t) = \exp\left[-\frac{\sigma_T d_M}{2} n_{00} P(t | \tau_T)\right] \times \\ \times \left[1 - \frac{\sigma_T d_M}{2} n_{00} P(t | \tau_T) \cos(Kx) \int_0^{\infty} p(l) \exp(-K^2 D_l t) dl\right]. \quad (10)$$

Таким образом, для глубины модуляции α из (10) получаем

$$\alpha(t) = \frac{1}{2} \sigma_T d_M n_{00} P(t | \tau_T) \int_0^{\infty} p(l) \exp(-K^2 D_l t) dl. \quad (11)$$

Величина $\alpha(t)$, определяемая формулой (11), по сути представляет собой среднюю величину $\langle \alpha(t) \rangle$ глубины модуляции локального коэффициента пропускания $\tau_A^l(x, t)$.

Измеряемой в дифракционном эксперименте величиной является интенсивность $I_{\pm m}(t)$ дифракционного максимума низшего (но не нулевого) порядка, которая выражается в случае $m=1$ через глубину модуляции $\alpha(t)$ следующим образом [7]

$$I_{\pm 1}(t) = \frac{1}{4} I_0 N_g^2 \langle \alpha(t) \rangle^2. \quad (12)$$

Постоянная N_g в (12) – число периодов решетки.

Наряду с подходом на основе формул (11)-(12) может быть развит альтернативный вариант теории, в котором усреднение по длинам фрагментов производится не на этапе вычисления величины $\alpha(t)$, а на завершающей стадии расчета наблюдаемой $I_{\pm 1}(t)$. Тогда интегрирование с плотностью распределения $p(l)$ следует производить не для функции $\alpha(t)$, а для функции $\alpha^2(t)$. Вместо (12) тогда можно будет записать

$$I_{\pm 1}(t) = \frac{1}{4} I_0 N_g^2 \langle \alpha^2(t) \rangle. \quad (13)$$

Очевидно, что в случае (13) когерентность решеток с различными l не учитывается. Основания для неучета этой когерентности (если они вообще имеются) остаются невыясненными, поэтому для развития модели

релаксации решеток в дисперсной полимерной системе будем использовать, далее, усреднение $\langle \alpha(t) \rangle$.

Глубина модуляции парциальной решетки, записанной на фрагментах длины l релаксирует по экспоненциальному закону

$$\alpha_l(t) = \frac{1}{2} \sigma_T d_M n_{00} P(t | \tau_T) \exp(-K^2 D_l t) = \frac{1}{2} \sigma_T d_M n_{00} \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_T} + K^2 D_l\right)t\right], \quad (14)$$

с эффективным временем распада $\tau_l(K)$

$$\tau_l = \frac{\tau_T}{1 + K^2 D_l \tau_T}.$$

Таким образом, в отсутствие дисперсии по l , интенсивность дифракционного максимума первого порядка уменьшается со временем по закону: $I_{\pm 1}(t) \sim \exp(-2t / \tau_l)$.

В случае лазерного дробления полимерных цепей образуются фрагменты различной длины, а значит и различной подвижности. Коэффициент диффузии клубка D_l связан с длиной $l = a_0 N$ макромолекулы соотношением [5]: $D_l \sim kT / (\eta a_0 N^\nu)$, в котором η – вязкость растворителя, $\nu = 1/2$ для полимерной цепи с гидродинамическим взаимодействием, и $\nu = 1$ для идеальной гауссовой цепи. В силу распределения фрагментов по длинам распределенной оказывается и величина D_l . Функция распределения $p(x)$ ($x = l / a_0$) в общем случае зависит от условий воздействия на систему (интенсивность и продолжительность лазерного облучения, тип сенсibilизатора и т.д.) [1], но в данной работе мы принимаем, что распределение цепей по размерам описывается логнормальной функцией

$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma x} \exp\left[-\frac{(\ln x - a)^2}{2\sigma^2}\right], & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} \quad (15)$$

А.Н. Колмогоров показал, что логарифмически нормальному закону распределения подчинены размеры частиц при дроблении [8].

Использование $p(x)$ в виде (15) приводит к следующему выражению для глубины модуляции $\langle \alpha(t) \rangle$, определяемой формулой (11)

$$\langle \alpha(t) \rangle = \frac{1}{2} \sigma_T d_M n_{00} P(t | \tau_T) \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma x} \exp\left[-K^2 \beta x^{-\nu} t - \frac{(\ln x - a)^2}{2\sigma^2}\right] dx, \quad (16)$$

где $\beta x^{-\nu} = D_x = kT / (6\pi\eta a_0 x^\nu)$ – коэффициент диффузии фрагмента длины x .

Вводя новую переменную интегрирования $z = \ln x$ сводим интеграл в (16) к виду

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-f(z)] dz, \quad f(z) = K^2 t \beta \exp(-\nu z) + \frac{(z-a)^2}{2\sigma^2},$$

который допускает приближенное вычисление интеграла по методу перевала. В ходе реализации метода может быть использована итерационная процедура нахождения экстремума функции $f(z)$. Ограничиваясь первым шагом итерационного процесса получаем следующее выражение для интенсивности дифракционного максимума первого порядка $I_{\pm 1}(t)$.

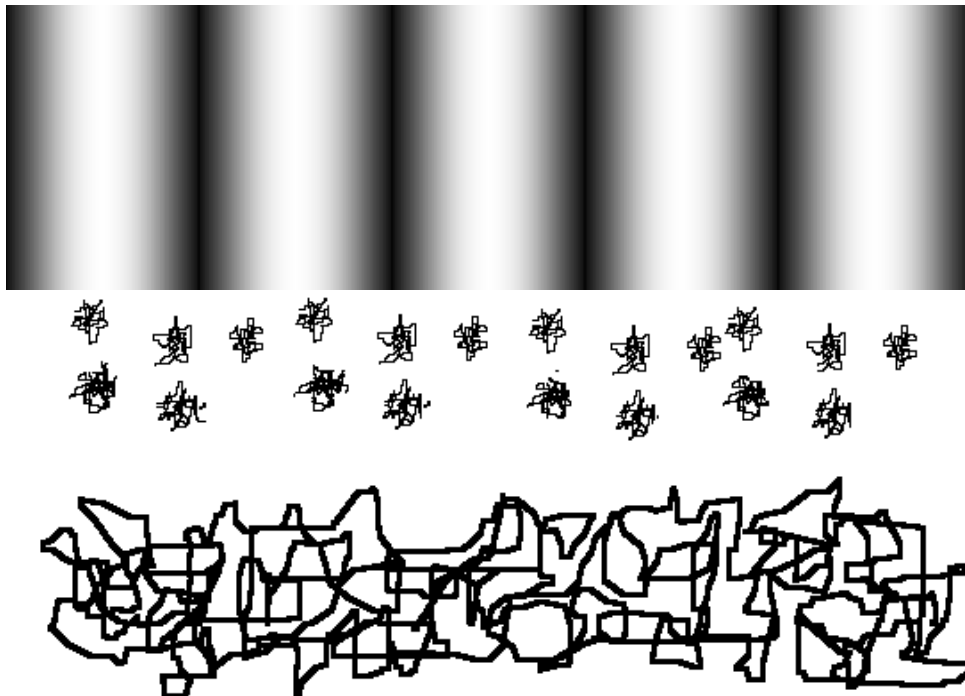


Рис. 1. Интерференционное поле освещенности, формирующее голографическую решетку в растворе. Внизу показано распределение клубковых форм биополимеров для белкового раствора (малые размеры клубков в масштабе периода решетки) и раствора ДНК (показана одна некомпактизованная макромолекула)

Схема экспериментальной установки для осуществления лазерного дробления молекул ДНК и голографического мониторинга этого процесса показана на рис. 2.

Результаты компьютерного моделирования процесса релаксации голографических решеток отражены на рис. 3. Так, графики рис. За

отражают результаты вычислений кинетики дифракционного сигнала, проведенных на основе выражений (12) и (16). На графиках отчетливо проявляется неэкспоненциальная временная зависимость интенсивности дифракционного максимума первого порядка, отражающая полихронность релаксации подрешеток из фрагментов цепей различной длины (см., формулу (14)). Для логнормальных распределений с различными параметрами (рис. 3б.) получаем различные кинетические режимы диффузионной релаксации решеток (рис. 3а.).

Таким образом, помимо методов лазерной кинетической спектроскопии, предлагается осуществлять голографический мониторинг системы непосредственно в процессе ее фотолиза. С этой целью разработана методика определения коэффициентов диффузии макромолекул и их фрагментов в растворах по дифракции зондирующего лазерного луча на нестационарной голографической решетке, записанной в растворах комплексных соединений биополимер-фотохром. Предлагается использование триплетного фотохромизма, который присущ большинству молекул органических соединений, используемых в качестве фотохромов. Это дает возможность широкого выбора веществ с необходимыми характеристиками как оптического, так и сорбционно-комплексобразующего типа. Нестационарная голографическая запись в растворах биополимеров и мониторинг релаксации решеток позволит регистрировать последствия лазерного дробления полимерных цепей и производить оценку характера распределения фрагментов - продуктов фотолиза - по фракциям. Голографический метод мониторинга обладает рядом преимуществ по сравнению с методами светоиндуцированной диффузии макромолекул или неупругого светорассеяния, к числу которых следует отнести большую вариабельность условий эксперимента, высокую чувствительность и дистанционность.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-03-32264 а) и Минобразования России (программа “Университеты России. Фундаментальные исследования”, проект № 992474).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бенимецкая Л.З. Козионов А.Л., Муратов Л.С., Новожилов С.Ю., Штокман М.И. Нелинейная лазерная фотомодификация нуклеиновых кислот индуцированная интеркалирующими красителями // Биофизика. 1987. - Т. 32. №4. С. 716-731.

2. Бенимецкая Л.З. Козионов А.Л., Новожилов С.Ю., Штокман М.И. О механизме нелинейного лазерного разрезания ДНК // Биофизика. 1997. - Т. 42, №3. С. 607-610.
3. Кучеренко М.Г., Кецле Г.А. Дифракция света на решетке из аннигилирующих возбужденных центров // Опт. и спектр. 1998. -Т. 85. №2. С. 265-272.
4. Кучеренко М.Г. Подавление флуктуаций пропускания динамических решеток при аннигиляции возбужденных фотохромных центров // Опт. и спектр. 1998. -Т. 85. №1. С. 130-136.
5. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. Статистическая физика макромолекул. -М.: Наука. 1989.- 344 с.
6. Дой М., Эдвардс С. Динамическая теория полимеров. -М.: Мир. 1998. -440 с.
7. Кучеренко М.Г. Кинетика нелинейных фото процессов в конденсированных молекулярных системах. -Оренбург: ОГУ. 1997. -386 с.
8. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. -М: Наука. 1969. -400 с.



Рис. 1.

Интерференционное поле освещенности, формирующее голографическую решетку в растворе. Внизу показано распределение клубковых форм биополимеров для белкового раствора (малые размеры клубков в масштабе периода решетки) и раствора ДНК (показана одна некомпактизованная макромолекула).

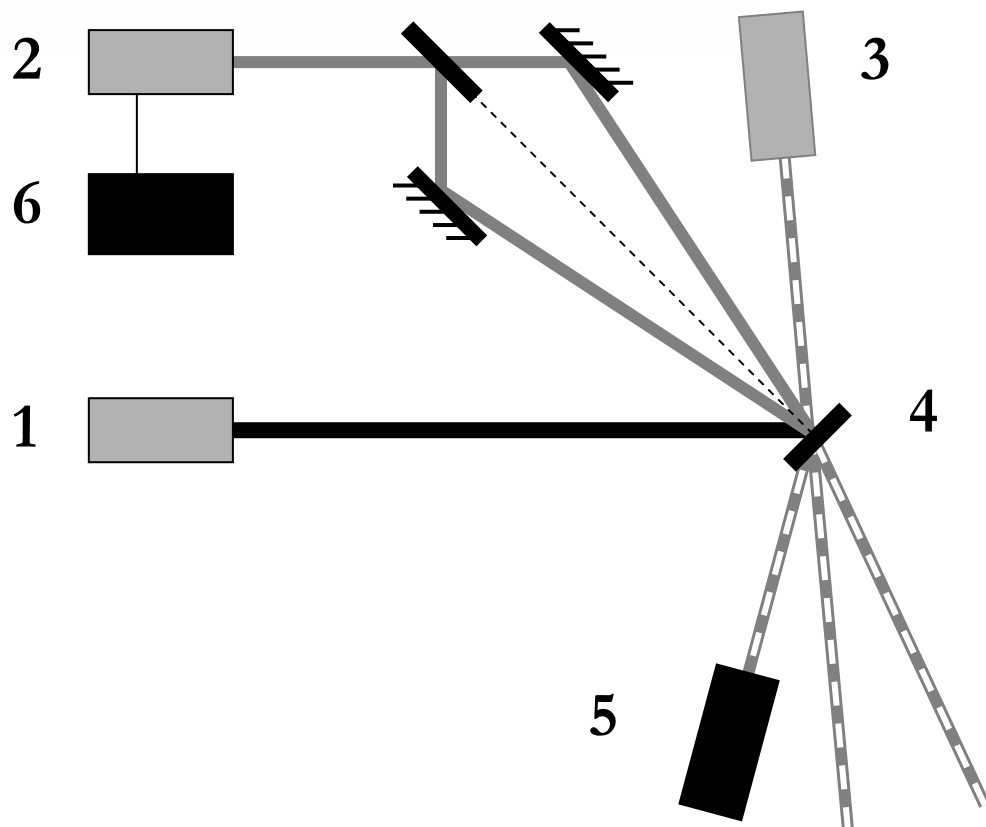
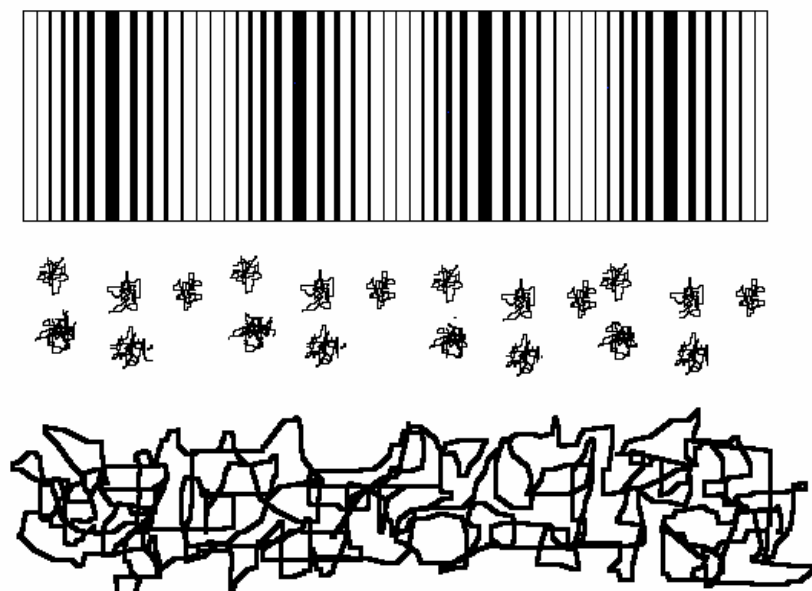


Рис. 2.

Схема экспериментальной установки для лазерной деструкции биополимеров и голографического мониторинга процесса фотолиза

- 1 - Лазер осуществляющий дробление полимерных цепей
- 2 - Лазер для записи голографической решетки
- 3 - Зондирующий лазер
- 4 - Кювета с образцом
- 5 - Фотоэлектронный умножитель
- 6 - Система управления модулятором лазера

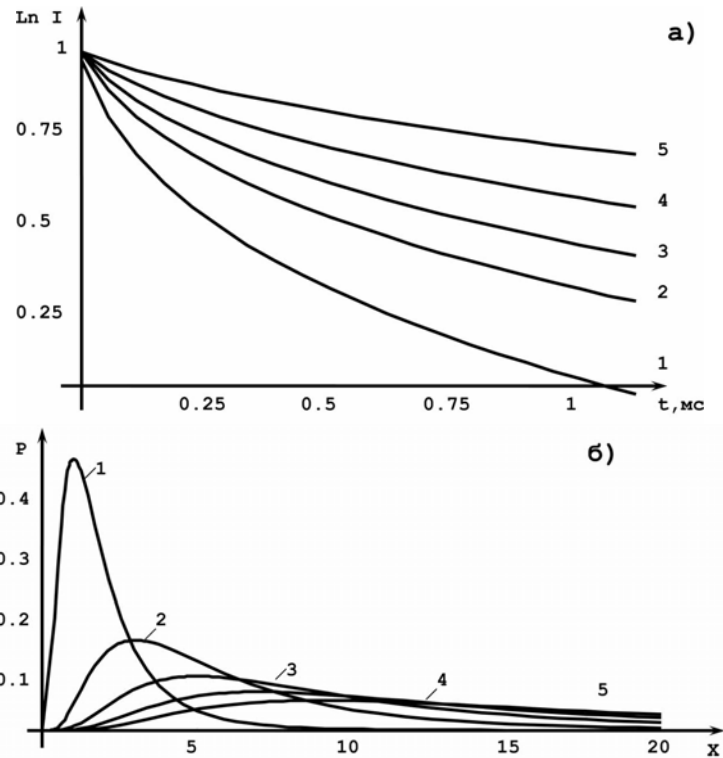


Рис. 3.

Временные зависимости интенсивностей дифракционных максимумов первого порядка (верхний рис.), рассчитанные по формулам (12), (16) для различных значений параметров логнормального распределения (15) (нижний рис.). Кривые 1 соответствуют значениям параметров $\sigma = 0.7$, $a = 0.49$; кривые 5 - значениям $\sigma = 0.7$, $a = 2.79$.

БИОТЕСТИРОВАНИЕ КАК МЕТОД МОНИТОРИНГА ПОЧВ УРБАНИЗИРОВАННЫХ ЗОН

Лошкарев В.А., Переверзев А.Н., Шаповалова Л.П.

Сев Кав ГТУ, кафедра ООС, Ростовский филиал института РВ, кафедра физики.

Современные физические и физико-химические методы анализа объектов окружающей среды позволяют высокоэффективно,

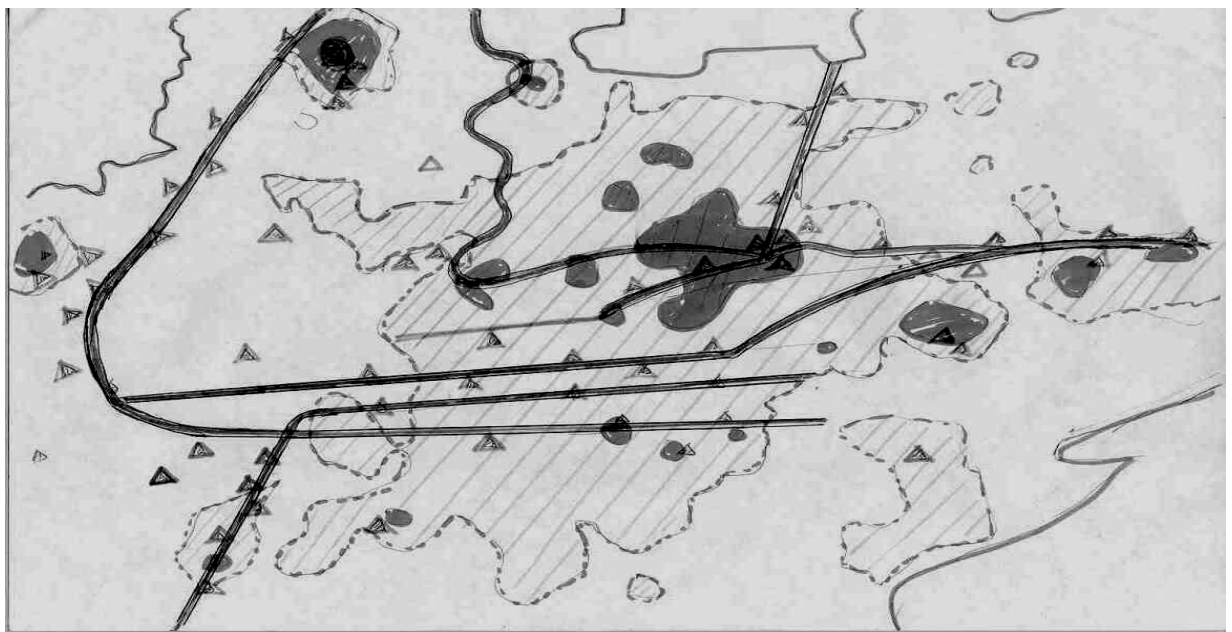
дифференцированно по загрязняющим компонентам, давать количественную оценку взаимодействия промышленных объектов и геофизической среды, так например, оценивать накопление выбросов предприятий в почвах. Вместе с тем, почвы, сорбируя антропогенные примеси, взаимодействуют с ним, участвуя в разнообразных физических и физико-химических процессах. Почвы также, являясь средой обитания, включают в себя сложнейшие биоценозы, что обуславливает протекание, наряду с вышеуказанными, процессов на биофизическом, биохимическом уровне и на уровнях внутри- и межпопуляционного взаимодействия. Поэтому не всегда представляется возможным классическими дифференциальными методами оценить как физико-химические процессы в абиотической составляющей почв, так и, зная количественный состав загрязняющих почвы компонентов, предсказать отклик биотической составляющей почв на загрязнения (в следствии нарушения экологического равновесия, угнетения и гибели отдельных популяций биоценоза, накопления по трофическим цепям и сетям, ингибирования роста отдельных видов и др.). В этом плане перспективны интегральные методы, в частности, биотестирование.

Методы биотестирования (биоиндикации) как в плане приборного оснащения, так и математического обеспечения, еще недостаточно разработаны, но несомненно, имеют большие перспективы и будут включать все более широкий набор видов организмов. Общеизвестно, что вследствие биологического накопления изменяются естественные признаки вида. В публикациях разных авторов можно найти ссылки на появление изумрудно-зеленых пятен в кроне березы и осины под действием повышенного содержания в почве бария и стронция, о биологическом накоплении никеля (вместо фиолетового околоцветие становится белым); при накоплении урана в иван-чае лепестки вместо розового, приобретают белый цвет, свинец концентрируется в листьях конского каштана, клена, пирамидального тополя, бузины и одуванчика, фенолы-в сирени, бузине и т. д. Во многих странах различные виды мхов используют в качестве своеобразных «дозиметров», реагирующих на радиоактивное загрязнение. Некоторые виды одноклеточных (дрожжи) небезуспешно пытаются приспособить для выяснения концентрации канцерогенных и мутагенных веществ [1]. Классическим стал пример использования тростника как биоиндикатора на воду (в зависимости от залегания водоносных слоев его рост колеблется от полуметра до четырех метров).

Фитоксичность почв возможно определить по прорастанию семян высших растений, ячменя (*Hordeum Sativum*) и вики посевной (*Vicia Sativa*) [2]. Метод был предложен в работах Северова В.И., Крюкова В.Н., Шинекина А.С., Мирчинка Т.Г. и др. [2], успешно использован для анализа почв сельскохозяйственных угодий Тульской области, подверженных

загрязнению после Чернобыльской катастрофы, а также выбросам Новомосковского химического комбината. Методика [2] была выбрана нами для биотестирования почв г. Ставрополя: в следствии более сильного загрязнения городских почв, по сравнению с сельхозугодиями, представлялось возможным ожидать интенсивный отклик растений на почвенные загрязнения. Кроме того, наличие данных химического и атомно-абсорбционного анализа по содержанию некоторых загрязняющих почвы города веществ [3], позволяло надеяться связать результаты интегрального (биотестирование) и дифференциальных методов и получить корреляцию между ними, что представляло бы несомненную практическую значимость.

Ставрополь- крупный город, краевой центр, с населением около 400 тысяч человек, имеет развитую промышленность, антропогенные воздействия выбросов которой достигли максимума в 60е - 80е годы. По типу антропогенного воздействия выделены промышленная, селитебная, лесотехническая, рекреационная и др. зоны. Природных форм ландшафта в городе практически не сохранилось, естественные почвы сохранились только под лесами (серые, лесные, частично оподзоленные почвы). Большую часть территории города занимают средние гумусовые черноземы, юго-западная окраина представлена ценнейшими черноземами. Согласно данным экологического паспорта города [3] (химический анализ почв выполнен Северо-Кавказским филиалом ПНИИС), в основном почвы не засолены (среднее значение 0.19%), имеют низкую концентрацию хлоридов, калия в них достаточно для высокой урожайности растений (в среднем 300 мг/кг. почвы), характеризуются низким значением нитратов (25 мг/кг) и только среднее значение фосфатов превышает ПДК (предельно-допустимую концентрацию) в 3 раза. По видимому,



ингибировать прорастание и развитие проростков ячменя указанные компоненты не должны. Вместе с тем, в почвах города отмечается высокое содержание нефтепродуктов и тяжелых металлов. Даже в наиболее чистых частях города, на окраинах селитебной и рекреационных зон суммарное содержание тяжелых металлов превышает предельно допустимые их значения в 4-16 раз (рис.)

■ Схема загрязнения г. Ставрополя тяжелыми металлами (по [3])

- ▲ - Границы города.
- Места отбора проб почвы на фитотоксичность.
- - - - - Изолиния загрязненности (более 16 ПДК).
- ▬ - Нагруженные автомагистрали.

Индекс загрязненности почв тяжелыми металлами (суммарное значение ПДК Cu, Zn, Pb, Ni, Co, Cd, Mn):

□ - 4-16 ▨ - 16-32 ■ - 32-256

Концентрация загрязнителей повышается в центре, составляя 16-64 ПДК, и достигает максимума в зонах вокруг большинства крупных промышленных предприятий, - от 128 до 256 ПДК и выше (сажевый завод) [3].

Среднее содержание цинка в почвах города составляет 3,3 ПДК, увеличиваясь на отдельных участках до 1500 ПДК, содержание никеля колеблется от < 4 до 100 ПДК. Среднее содержание кобальта – 2.6 ПДК, - этот загрязняющий компонент равномерно распределяется по городской территории нигде не превышая максимального предела – 4 ПДК. Среднее содержание меди составляет 2.4 ПДК, но на разных участках изменяется от 0 до 83 ПДК. Свинец распределен отдельными пятнами и его содержание на большей части площади города не превышает предельно допустимых значений, на отдельных небольших участках возрастает до максимума (75 ПДК). Кадмий, как и свинец, загрязняет город пятнами достигая максимальной концентрации – 80 ПДК [3].

Пробы отбирали и обрабатывали по ГОСТ 28168-89, ГОСТ 17.4.4.02-84, в этой работе приняли участие студенты Северо-Кавказского государственного технического университета. Места отбора почв для биотестирования представлены на рисунке (см. выше).

Размер пробных площадок составлял 10 м × 10 м, в отдельных случаях 5 м × 5 м. Отбор осуществляли методом «по диагонали» из типичных слоев данного вида почв (по 5 точечных прикопов массой не менее 250 г).

Из равных объемов составляли объединенную пробу, удаляли корни, остатки растений, камни, другие примеси, высушивали до воздушно-сухого состояния при температуре $30 \pm 5^{\circ} \text{C}$, растирали пестиком в ступке и просеивали через сито диаметром 1 мм. Образцы почвы массой 1 кг переносили в ячейки размером 10 см × 20 см и по перфорированному

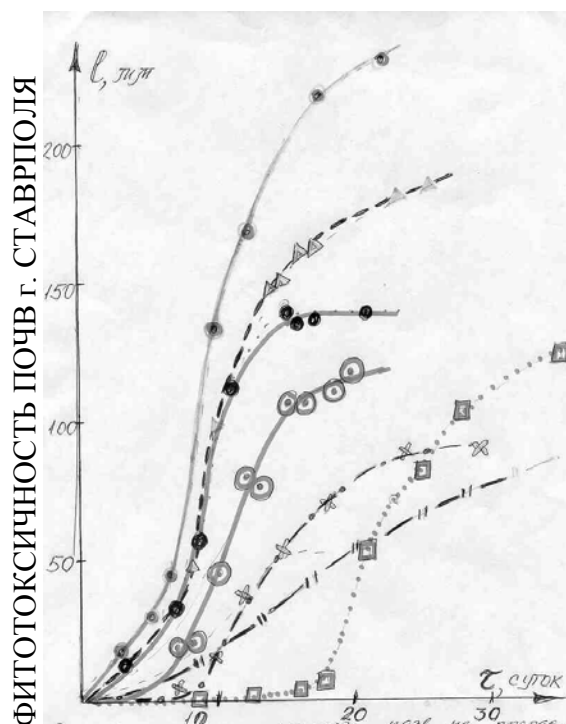
трафарету равноудалено одно от другого, распределяли зерна ячменя, заглубляя их на 2 см. Проращивание повторяли трижды.

Методика [2] предполагает тестирование по всхожести зерен ячменя или вики и измерение длины проростков на седьмой день вегетации. Критерием фитотоксичности принято считать ингибирование прорастания семян в 20% и более случаев.

Полученные нами результаты показывают приемлемость данного метода для анализа состояния не только сельхозугодий, но и почв урбанизированных зон, имеющих высокий индекс загрязнения. Методика может быть использована в комплексном мониторинге почв городов.

Анализ полученных результатов показал, что почвы Ставрополя реагируют на антропогенные загрязнения и, в большинстве своем, являются фитотоксичными. На почвах с разным уровнем антропогенной нагрузки, всхожесть в основной массе образцов изменялась от 0 до 88.2%. Ингибирование почвами прорастания зерен ячменя и развития проростков в допустимых нормах (в наших опытах в интервале 10.8-20%, но не ниже) наблюдали только в заповедных, лесных, ряде рекреационных зон города (парк Победы), а также на нескольких перекрестках, на разделительной полосе автострад, что, по-видимому, было связано со свеженасыпанной там землей из более чистых районов.

Изучена динамика прорастания зерен и рост проростков ячменя. На рисунке приведены кривые роста.



Влияние загрязненности почв на прорастание ячменя *Vicia Sativa* (по оси ординат - длина проростков, выращенных на почвах из разных зон г. Ставрополя)

Зависимость роста проростков от времени имеет S-образный вид и отражает реакцию ячменя на интенсивность загрязнения почвы и состав загрязняющих её веществ. Откликом на загрязнение почв является замедленное или полное прекращение прорастания семян, интенсивность роста проростков и время начала отмирания растений. Полученные нами данные коррелируют с данными дифференциальных методов анализа [3] и могут найти применение в комплексном мониторинге почв городов и урбанизированных территорий.

мониторинге почв городов и урбанизированных территорий.

Выводы

1. Почвы города Ставрополя (кроме части почв лесных и рекреационных зон) являются фитотоксичными и ингибируют развитие ячменя (*Vicia Sativa*) на 20 и более (до полного подавления всхожести зерен) процентов.
2. Анализ динамики роста проростков показал избирательную реакцию растений этого вида на характер и уровень загрязнения почв города.
3. Информативными, для анализа воздействий почв на рост ячменя, является не только всхожесть и длина проростков на седьмой день вегетации [2], но и анализ воздействий загрязняющих почву веществ на всех стадиях развития растений (всхожесть зерен, период интенсивного роста, начало отмирания).
4. Метод биотестирования почв по ячменю (*Vicia Sativa*) может быть использован в комплексном мониторинге городов и урбанизированных территорий.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Захаров И.А., Мародин С.В., Касинов Г.В. Дрожжи как объект для выявления и тестирования мутагенов. – Генетика. – т.1. - 1982г. - с.23.
2. Северов В.И., Крюков В.И., Шенекин А.С. Фитотоксичность почв Тульской области. Ред. Сколова В.Н. - «Известия Тульского государственного университета». Серия: Экология и безопасность жизнедеятельности. –

с. 7:-21.

3. Экологический паспорт г. Ставрополя. Ставрополь.: типогр. фирмы Орфей; 1996г. с. 21-26.

ВЛИЯНИЕ ОКИСЛИТЕЛЬНО-ВОССТАНОВИТЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА СРЕДЫ НА РОСТ КОРНЕЙ И КОРНЕВЫХ ВОЛОСКОВ ТРАДЕСКАНЦИИ ЗЕЛЕННОЙ. Петрушанко И.Ю., Лобышев В.И.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет. В адаптации растений к внешним условиям огромную роль играет развитие их корневой системы. Размеры корневой системы связаны с видовыми особенностями растительного организма и зависят, вместе с тем, от условий его развития. Одним из факторов, влияющих на развитие корневой системы растений, является окислительно-восстановительный потенциал (*ОВП*) среды. *ОВП* почв зависит от их состава и времени года. Загрязнение почв тяжелыми металлами, гербицидами и т. д. приводит к изменению их окислительно-восстановительного потенциала. Основную роль в поглощении воды и минеральных веществ выполняют молодые участки корней, снабженные корневыми волосками и они же являются самыми чувствительными к изменению свойств среды.

В данной работе исследовано влияние сред с различными окислительно-восстановительными свойствами на рост корней и формирование корневых волосков у черенков традесканции зеленой.

Известно, что окислительно-восстановительное состояние растительной клетки зависит от фазы ее развития, в частности, размножение клеток растений связано со снижением внутриклеточного *ОВП* [1]. Самое низкое значение внутриклеточного *ОВП* наблюдается на стадии растяжения клеток. Вместе с тем, отмечалось, что растения, склонные к регенерации, такие как традесканция, бегония имеют более низкий внутриклеточный *ОВП*, чем большинство растений [1]. Возникает вопрос, могут ли изменения *ОВП* внешней среды влиять на внутриклеточный окислительно-восстановительный потенциал растительных клеток и в результате этого изменять скорость их роста. Нами исследован рост корневой системы черенков традесканции зеленой, помещенных в водные среды с разными значениями *ОВП*. Изучена скорость роста корней, а также формирование и длина корневых волосков в данных средах. Материалы и методы.

Приготовленные растворы наливали в пробирки (по 4 пробирки с каждой средой), в которые затем помещали свежесрезанные черенки традесканции (каждый черенок имел 5 листьев). Смену сред проводили каждые два дня, оценивали среднюю длину корней черенков, а также среднюю длину корневых волосков в каждой среде. Величины *pH* исследуемых сред измеряли *pH*-милливольтметром *pH*-150. Для измерения окислительно-восстановительного потенциала использовали милливольтметр *pH*-150 с платиновым электродом

ЭПЛ-02 и хлорсеребряным электродом сравнения ЭВЛ-1М4.

В экспериментах использовали дистиллированную воду, параметры которой (в зависимости от времени хранения) имели следующие значения: электропроводность $\lambda_0 = (3,6 \div 2,6) \cdot 10^{-6}$ См/см, $pH_0 = 5,6 \div 6,0$, $ОВП_0 = 420 \div 360$ мВ относительно хлорсеребряного электрода сравнения.

Были исследованы следующие среды:

растворы дитиотреитола, концентрацией 10^{-5} и 10^{-4} моль/л; аскорбиновой кислоты (аскорбат), концентрацией 10^{-5} и 10^{-4} моль/л; растворы ферроцианида и феррицианида, концентрацией 10^{-4} моль/л; растворы перекиси водорода, концентрацией 10^{-3} , 10^{-4} и 10^{-5} моль/л, раствор салициловой кислоты, концентрацией 10^{-4} моль/л и раствор салициловой кислоты с добавлением дитиотреитола, концентрацией 10^{-4} моль/л.

В качестве контроля использовался дистиллят, а также растворы соляной кислоты и гидроксида натрия, моделирующие значения pH исследуемых сред.

Результаты и обсуждение.

Выбор исследуемых сред был обусловлен их окислительно-восстановительными свойствами. Дитиотреитол – искусственный тиол, являющийся сильным восстановителем и обладающий способностью эффективно восстанавливать S-H группы молекул [2]. Аскорбиновая кислота участвует во многих окислительно-восстановительных процессах, протекающих в клетке, как восстановитель, и обладает антиоксидантными свойствами [3]. Феррицианид легко проникает в клетку и окисляет многие соединения [1], а образующийся в самой клетке феррицианид восстанавливается до ферроцианида [3]. Перекись водорода – соединение легко проникающее в клетку. Перекись водорода является окислителем для многих веществ, но кроме этого она может служить источником более активных соединений, в частности гидроксил радикалов, которые представляют наибольшую опасность для клетки. Поэтому в клетке существуют механизмы для разложения H_2O_2 , в частности, каталазы и пероксидазы.

В таблице 1 представлены физико-химические параметры (pH и $ОВП$) исследуемых сред. Значение внутриклеточного $ОВП$ традесканции составляет около 245 мВ [1]. Из данной таблицы видно, что растворы феррицианида, перекиси водорода, соляной кислоты, салициловой кислоты, а также дистиллят имеют более высокий $ОВП$, чем внутриклеточное значение. Растворы ферроцианида, дитиотреитола, аскорбиновой кислоты, имеют более низкий $ОВП$, чем внутриклеточное значение.

Таблица 1. Значения физико-химических параметров исследуемых сред.

Среды	pH ($\pm 0,1$)	ОВП (± 10), мВ (ХСЭ)
Дистиллят	5,6	380
HCl	4,8	430
HCl	4,1	470
NaOH	6,7	320
$K_3Fe(CN)_6$ ($c=10^{-4}$ М)	5,6	433
$K_4Fe(CN)_6$ ($c=10^{-4}$ М)	5,6	137
ДТТ ($c=10^{-5}$ М)	5,6	-66
ДТТ ($c=10^{-4}$ М)	5,6	-160
СК ($c=10^{-4}$ М)	4,1	470
СК+ДТТ ($c=10^{-4}$ М)	4,1	-60
Аскорбат ($c=10^{-4}$ М)	4,8	155

На Рис. 1-2 представлена зависимость средней длины корней от времени роста в различных средах. Видно, что в средах с более низким *ОВП* скорость роста корней значительно выше. Самая высокая скорость роста корней была получена в растворе дитиотреитола концентрацией 10^{-4} моль/л, то есть в среде с самым низким значением *ОВП* = -160 мВ. В растворах окислителей: феррицианида и перекиси водорода рост корней, напротив, сильно замедлен по сравнению с контролем. Таким образом, можно сделать вывод о том, что экзогенные восстановители могут стимулировать рост корней, а окислители, напротив, тормозить их развитие.

Было исследовано также влияние данных сред на формирование корневых волосков. Известно, что количество клеток эпидермиса корня, которые дифференцируются в трихобласты, то есть клетки, образующие корневые волоски, а также длина корневых волосков чувствительны к изменению окружающей среды [2]. На Рис. 3 представлена средняя длина корневых волосков в разных средах. Обращает на себя внимание тот факт, что однозначного соответствия между величиной *ОВП* среды и длиной корневых волосков не наблюдается. Так, длина корневых волосков в растворе дитиотреитола концентрацией 10^{-4} моль/л (то есть, в среде с минимальным значением *ОВП*) составляла не более 1-1,5 мм и рост волосков был очень неравномерным, тогда как в дистилляте и даже в растворе HCl, длина корневых волосков могла превышать 2 мм.

Таким образом, вывод о том, что соединения, содержащие тиоловые группы (в частности, дитиотреитол) стимулируют удлинение корневых волосков, которое было показано для корней арабидопсиса [2], не является универсальным, поскольку для корневых волосков черенков традесканции такой стимуляции не наблюдалось. Таким образом, для длины корневых волосков, в отличие от длины корней, не наблюдается однозначной зависимости от *ОВП* среды.

Рост корня определяется двумя процессами – пролиферацией клеток и их растяжением. Для корневых волосков характерен рост растяжением. Как показано выше, экзогенные восстановители не приводят к однозначной

стимуляции этого процесса, поэтому можно утверждать, что наблюдаемое увеличение скорости роста корней в средах с низким *ОВП* происходит не в результате усиленного растяжения клеток корня, а в результате стимуляции пролиферации.

Была обнаружена отрицательная корреляция между длиной корневых волосков и количеством боковых корней. У черенков с большой длиной и плотностью образования корневых волосков количество боковых корней меньше, чем у черенков с неразвитыми волосками. Это можно объяснить тем, что в случае неразвитых корневых волосков, основную роль в поглощении воды и минеральных веществ выполняют боковые корни, которые образуются более интенсивно.

Известно, что перекись водорода представляет большую опасность для клеток. Было получено, что добавление перекиси водорода в среду в концентрации 10^{-4} моль/л приводит практически к полному ингибированию роста корней, при $c(\text{H}_2\text{O}_2)=10^{-5}$ моль/л, ингибирование роста корней все еще значительное (Рис.2) и у образующихся корней отсутствуют корневые волоски. Салициловая кислота (СК) является ингибитором каталазы и аскорбатпероксидазы [4], увеличивает активность Cu, Zn- супероксид дисмутазы [5] и тем самым способствует увеличению количества H_2O_2 в клетках. На Рис.2 представлены графики зависимости средней длины корней черенков традесканции от времени в растворе салициловой кислоты, концентрацией 10^{-4} моль/л и в растворе салициловой кислоты с добавлением такой же концентрации сильного восстановителя – дитиотреитола. В качестве контроля использовался раствор соляной кислоты, с такой же величиной *pH*. Было получено, что рост корней в растворе салициловой кислоты очень сильно заторможен по сравнению с дистиллятом и раствором соляной кислоты, причем у образующихся корней отсутствуют корневые волоски. В то же время, в растворе салициловой кислоты с добавлением дитиотреитола наблюдается более активный рост корней и корни не коричневого, как в растворе СК, а белого цвета. Это свидетельствует о том, что экзогенные восстановители могут влиять на окислительно-восстановительное состояние клетки, уменьшая последствия окислительного стресса.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов было показано, что экзогенные восстановители стимулируют пролиферацию клеток корня черенков традесканции зеленой. Возможно, это связано как с изменением окислительно-восстановительного статуса клетки, так и с антиоксидантным действием сред, имеющих низкий окислительно-восстановительный потенциал.

Рис.1. Зависимость средней длины корней черенков традесканции зеленой от времени в средах с различными значениями *ОВП*.

Рис.2. Зависимость средней длины корней черенков традесканции зеленой от времени в средах в различными значениями ОВП.



Рис. 3. Средняя длина корневых волосков черенков традесканции зеленой в средах с различными ОВП.

Литература:

1. Успенская В.И.// Биологический журнал. 1934. т.3. №4. с.619-630
2. Sanchez-Fernandes R., Fricker M. et al.// Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1997. Vol.94. Issue 6. pp.2745-2750.
3. James M. May// FASEB Journal, 1999, June. Vol.13.
4. Durner, J., and Klessig, D.F.// Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1995. 92. pp.11312-11316.
5. Rao, M.V., Paliyath, G., Ormrod, D.P., Murr, D.P., and Watskins, C.B.// Plant Physiol. 1997. 115. pp.137-149.

СЕКЦИЯ 5
**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА
ПРИРОДНЫХ СРЕД**

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЙ ПРЕСНЫХ ВОДОЕМОВ
ПРИ РАДИОЗОНДИРОВАНИИ ЛЕДЯНЫХ ПОКРОВОВ.**

Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Истомин А.С., Цыренжапов С.В.

Читинский институт природных ресурсов БОИП СО РАН

Определение загрязнений пресных водоемов и источников, их загрязняющих, первостепенная задача экологии. В последние десятилетия широкое развитие получил аэрокосмический мониторинг. Дистанционное зондирование водной поверхности в оптическом диапазоне позволяет определять присутствие планктона, минеральных частиц и органического вещества. Однако определение низких концентраций солей в воде методом дистанционного зондирования затруднены из-за весьма слабого влияния минерализации пресной воды (порядка 100 мг/л) на отражение электромагнитных волн от границы воздух-вода.

Нами предлагается косвенный метод определения участков загрязнения пресного водоема по излучению ледяного покрова. Как известно, многие водоемы находятся при температуре ниже 0⁰С и, соответственно, покрываются льдом. Тепловое микроволновое излучение ледяного покрова может давать информацию о различных параметрах ледяного покрова и водной среды. Например, спектральные измерения в СВЧ-диапазоне радиояркостной температуры позволяют определять толщины льда, существование газовых включений, наличие примесей [1].

При образовании ледяного покрова в зависимости от загрязнения исходной воды происходит захватывание в лед небольших количеств загрязняющих веществ в виде солей, взвешенных частиц и органических веществ, которые, в свою очередь, образуют в ледяном покрове жидкие включения. Концентрация таких включений невелика, но их электромагнитные потери на три-четыре порядка выше, чем у чистого льда. В результате чего, несмотря на низкую концентрацию жидких включений, удается регистрировать изменение радиояркости ледяных покровов водоемов с различным качеством воды.

По данному вопросу были проведены экспериментальные и теоретические исследования.

Расчетными методами определена зависимость радиояркостной температуры от солености по теории излучения слоистой структуры [2]. При этих вычислениях использовались результаты работы [3] для значений мнимой части диэлектрической проницаемости

В зависимости от частоты и температуры, как для чистого льда, так и для загрязненного льда. Результаты расчетов показывают, что имеется оптимальный диапазон длин волн, для которого приращение радиояркостной температуры в зависимости от солености при фиксированной толщине достигает максимума (рис.1). Оптимальная длина волны для толщины ледяного покрова в один метр находится вблизи 3 см (10 ГГц). При уменьшении толщины льда оптимальная длина волны несколько уменьшается.

Для экспериментального исследования использовались следующие частоты: 13,4 ГГц, 5,2 ГГц, 1,6 ГГц. Измерения проводились на пресных озерах Забайкалья, имеющих различную минерализацию воды. При определении радиояркостной температуры использовался комплекс СВЧ-радиометров, устанавливаемых на автомобиль. Измерения радиояркостной температуры ледяного покрова были выполнены на горизонтальной поляризации под углом наблюдения около 40° вблизи фиксированных областей ледяных покровов каждого озера. Концентрация соли во льду определялась по электропроводности воды полученной изо льда. Методом перманганатной окисляемости в кислой среде определялось количество органического вещества в ледяном покрове.

Экспериментально хорошо наблюдается зависимость мощности радио-теплового излучения от концентрации органического вещества (рис.2). В выделенных на рис.2 точках концентрация солевых включений в ледяном покрове была равной между собой, но имелось различие в количестве органического вещества во льду. В течении зимнего периода были выполнены измерения на трех озерах с различной степенью минерализации (рис.3), одно из озер было взято с большой минерализацией

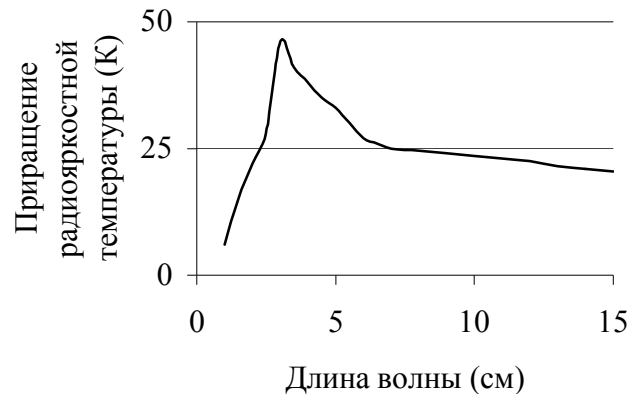


Рис.1. Приращение радиояркостной температуры для толщины льда 1 метр в зависимости от длины электромагнитной волны для двух озер с минерализацией исходной воды 400мг/л и 120 мг/л (для солености льда при расчетах взяты экспериментальные значения)

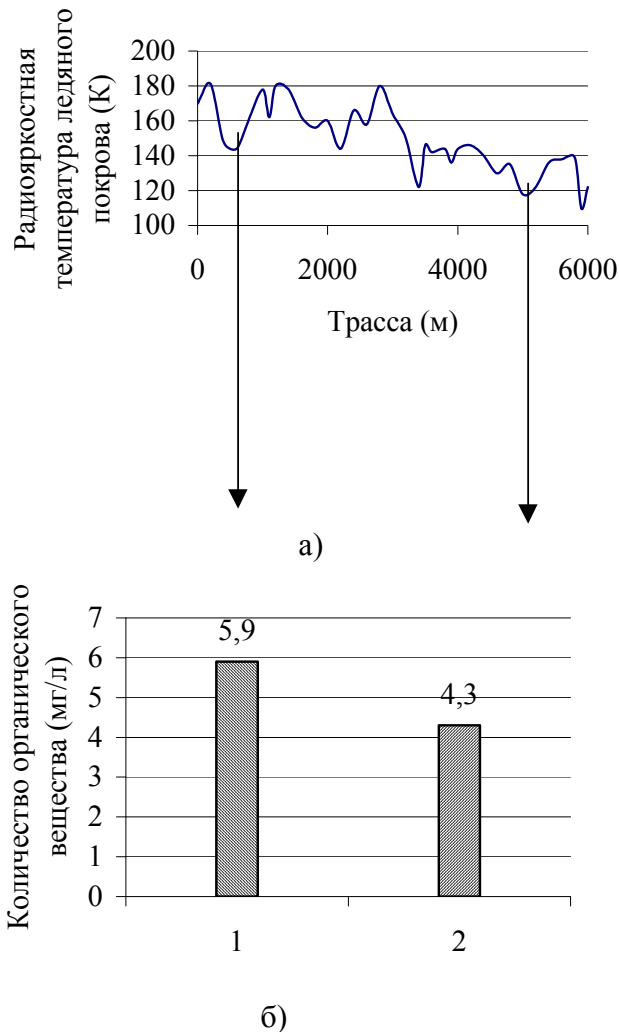


Рис 2 а) Изменение радиояркостной температуры по трассе на оз. Шакшинское 20.04.01 на длине волны 18 см; б) Содержание органического вещества во льду в выделенных точках

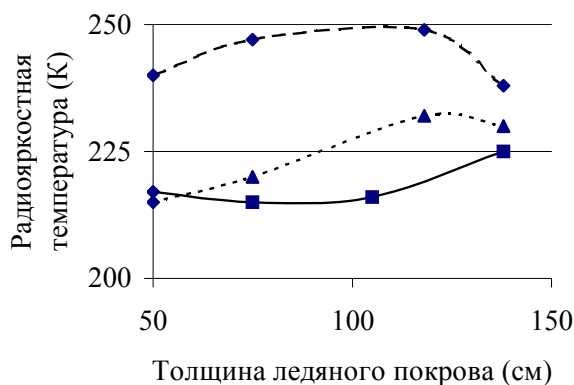


Рис.3 Значение радиояркостной температуры для длины волны 2,3 см на озерах Забайкалья с различными значениями концентрации солей исходной воды от толщины, значение концентрации солей: крупно-пунктирная - около 1 г/л; мелко-пунктирная - 400 мг/л; сплошная линия - 120 мг/л

для наглядности. Из графиков видно, что имеется различие радиояркостной температуры от солености исходной воды.

При измерениях в двухсантиметровом диапазоне отношение приращения радиояркостной температуры для толщин более одного метра составило приблизительно 20 (мг/л)/К. Коэффициент захвата солей в лед 0,03-0,04. Это означает что при чувствительности радиометрического приемника порядка 0,1 К возможно определение вариаций солености исходных вод порядка единиц миллиграмм на литр.

Измерения концентрации солей во льду наиболее эффективно в конце зимы перед завершающей фазой роста толщины льда. На последней фазе из-за начала таяния эффект ослабляется и радиояркость покрыва для всех озер стремится к одному значению (рис.3).

Иная картина для случая органических включений. По-видимому, сами органические включения в конце зимнего периода становятся источниками таяния льда. Это, возможно, возникает из-за проявления активности планктона в весенний период времени, что недавно было обнаружено на оз. Байкал [4]. Как следует из рис.2, отношение приращений концентрации органического

вещества во льду к приращению радиояркостной температуры может достигать 0,1 (мг/кг)/К.

Предлагаемая методика эффективна при относительных измерениях для водоемов одной климатической зоны. В противном случае сильное влияние оказывают вариации свойств льда и снежного покрова. Таким образом, исследование показало возможность определения загрязнений пресных водоемов растворимыми в воде химическими соединениями и планктонными организмами методами СВЧ-радиометрии.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: 00-02-16024, 01-02-31010.

Литература

1. Бордонский Г.С., Кренделев Ф.П., Поляков С.В. Газовые включения в озерных льдах и радиояркостная температура ледяного покрова // Геология и геофизика 1985.- №9.- с.66-73.
2. Шарков Е.А., Клепиков И.Н. Тепловое излучение слоисто-неоднородных неизотермических сред. – 1983. – ИКИ.- Пр. 801.
3. Бордонский Г.С. Диэлектрические потери пресного льда на СВЧ // Радиотехника и электроника. – 1995.- №11 – с.1620-1622.
4. Оболкина Л.А., Бондаренко Н.А., Дорощенко Л.Ф., Горбунова А.А, Моложавая О.А. // ДАН. – 2000.- т. 371.- №6.- с.815-817.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ САМОЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ

Лебедев Н.Е., Станичный С.В.

Морской гидрофизический ин-т НАНУ г. Севастополь

Предложена методика проведения самолетных ИК радиометрических измерений восходящего излучения подстилающей поверхности I_x с калибраторами в виде плоских зеркально отражающих поверхностей, ориентированных так, что при калибровке они отражают в радиометр измеряемое излучение I_x . Приведены расчетные соотношения для I_x , инструментальных (шумовых и систематических) и методических погрешностей ее определения; даны рекомендации для их уменьшения. Рассмотрены термостатируемый и нетермостатируемый режимы работы прибора.

Показано, что предложенная методика имеет меньший уровень систематических ошибок, чем традиционная.

Введение

Самолетные ИК радиометрические комплексы измерения восходящего теплового излучения являются составной частью систем сбора и обработки информации при аэрокосмическом мониторинге объектов природной среды. Полученные на основе самолетных измерений данные используются в задачах погодного и экологического мониторинга, исследований прозрачности атмосферы, для отработки спутниковых методик определения термодинамической температуры подстилающей поверхности t_0 [1-3].

Необходимость калибровок и проблемы их проведения

Характерной особенностью проведения самолетных ИК измерений является значительная изменчивость воздействующих на входной оптический блок прибора условий окружающей среды. Неучет ее приведет к появлению методической ошибки измерений.

Действительно, регистрируемое прибором излучение $I_{\text{рег}}$ является суммой измеряемого I_x и излучения элементов оптического блока $I_{\text{опт}}$. Поскольку самолетные измерения проходят в весьма широком (десятки градусов) диапазоне изменения температур при интенсивном ветровом обдуве, то с изменением высоты величина $I_{\text{опт}}$ также меняется. Точно измерить ее невозможно; с другой стороны, всякая ее вариация будет ошибочно интерпретироваться как изменение I_x . Кроме этого, чувствительность фотоприемника прибора подвержена термической и временной нестабильности [1].

Эти обстоятельства делают необходимым проведение регулярных калибровок по внешним эталонам излучения – «холодному» и нагретому. Привносимая калибровками погрешность составляет значительную часть общей погрешности измерения I_x .

При калибровке направленное в радиометр излучение I_k состоит из трех слагаемых - излучения калибратора $\varepsilon_k B(t_k)$, отраженного от калибратора фонового излучения $(1 - \varepsilon_k)I_\phi$ и излучения элементов оптического блока $I_{\text{опт}}$. Здесь ε_k и t_k - известные излучательная способность и температура калибратора.

Т.о., цикл калибровка - измерение описывается системой:

$$I_k = \varepsilon_k B(t_k) + (1 - \varepsilon_k)I_\phi + I_{\text{опт}}; \quad I_{\text{рег}} = I_x + I_{\text{опт}}. \quad (1).$$

Неизвестных величин здесь три: исследуемое восходящее излучение I_x , $I_{\text{опт}}$ и I_ϕ . Из (1):

$$I_x = I_{\text{рег}} - I_k + \varepsilon_k B(t_k) + (1 - \varepsilon_k)I_\phi. \quad (2).$$

Как видно, если величина $I_{\text{опт}}$ неизменна при всех измерениях (1), то калибровка позволяет избавиться от этого неизвестного и нестабильного в полетных условиях слагаемого. Далее точность расчета I_x определяется точностью знания первых двух слагаемых в соотношении (1) для I_k .

Величина $V(t_k)$ известна по показаниям термодатчика калибратора t_k . Величина I_ϕ в случае традиционной ориентации плоскости калибратора по нормали к направлению визирования радиометра при калибровке поддается лишь приблизительной оценке; для избавления от ее влияния стремятся максимально приблизить ε_k к 1. Для этого поверхность калибраторов делают сложнорельефной - ячеистой, полостной и т.п. [1]. Но характерный для полетных условий интенсивный ветровой обдув будет значительно смещать показания термодатчика такого калибратора относительно осредненной температуры его поверхности и нарушать ее термическую однородность. Это ухудшит адекватность определения t_k и, стало быть, $V(t_k)$. В результате расчет I_x будет содержать заметную ошибку.

В случае же применения калибратора с плоской излучающей поверхностью весьма существенной становится ошибка, связанная с наличием многократных отражений излучения между калибратором и радиометром.

От перечисленных источников погрешности можно полностью избавиться, используя плоский зеркально отражающий калибратор, развернутый так, чтобы фоновым излучением при калибровке являлось исследуемое излучение I_x .

Рассмотрим и сопоставим «традиционную» I и предлагаемую II измерительные методики для двух вариантов работы прибора – при термостатировании его входного оптического блока, имеющем целью избавиться от термических дрейфов чувствительности приемника излучения (вариант Т), и при пассивном отслеживании прибором температуры заборного воздуха (вариант П).

Анализ методики I

При условиях: а) при калибровке многократные отражения излучения между калибратором и прибором дают пренебрежимо малый вклад в формирование общей величины регистрируемого теплопотока; б) $I_\phi = V_M$ (т.е. фоновая засветка калибратора формируется только элементами оптического блока радиометра, но не его корпусом, имеющим отличную от t_M температуру), выходные напряжения прибора при визировании "холодного" и нагретого калибраторов температурами $t_{1,2}$ (рис.1) и измерении составят:

$$U_{1,2} = \varepsilon_k a (V_{1,2} - V_M) + U_s ; U_x = a (I_x - V_M) + U_s . \quad (3).$$

Здесь $V_{1,2} = V(t_{1,2})$; $V_M = V(t_M)$; I_x - подлежащее определению исследуемое излучение; $U_{1,2}$, U_x - напряжения, соответствующие калибровке и измерению. U_s определяется напряжением смещения электронного блока прибора и величиной $I_{\text{опт}}$. V_1 , V_2 , V_M рассчитывают по показаниям

соответствующих термодатчиков. Неизвестных величин здесь три: a , U_s , I_x . Из (3):

$$a = (U_2 - U_1) / \varepsilon_k (B_2 - B_1); \quad U_s = U_1 - a \varepsilon_k (B_1 - B_M); \quad I_x = B_M + (U_x - U_s) / a. \quad (4)$$

Обратив I_x как функцию Планка, получим величину яркостной температуры: $t_x = C_2 / \lambda \ln(C_1 / I_x + 1) - 273.15^\circ$, λ - центральная длина волны узкополосного входного оптического фильтра радиометра. Оценка погрешности расчетной t_x дается выражением:

$$\Delta t_x^2 \approx \delta t_x^2 + (1 - \varepsilon_k)^2 dt_M^2 + ((t_x - t_M) d\varepsilon_k / \varepsilon_k)^2 + (\delta t_1^2 / \varepsilon_k^2 + dt_1^2) \theta_1^2 + (\delta t_2^2 / \varepsilon_k^2 + dt_2^2) (\varepsilon_k - \theta_1)^2. \quad (5)$$

Параметр $\theta_1 = (t_2 - t_x + (1 - \varepsilon_k)(t_M - t_2)) / (t_2 - t_1)$.

Здесь и далее символ d указывает на систематическую, δ шумовую, Δ - суммарную погрешность соответствующей величины. Из методических

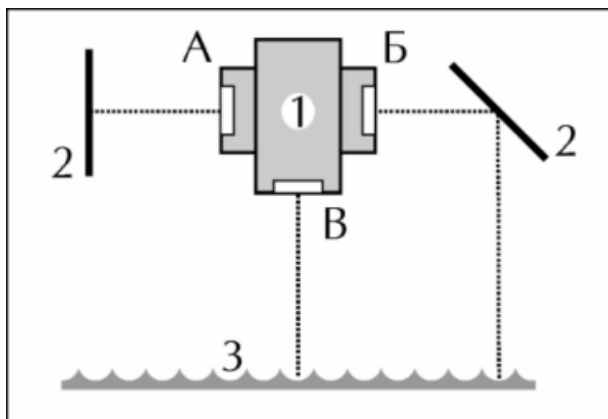


Рис.1. Взаимная ориентация радиометра, калибраторов и излучающей поверхности. 1 - радиометр: А - при калибровке по I методике, Б - при калибровке по II методике, В - при измерении; 2 - калибраторы; 3 - исследуемая поверхность

соображений следует, что погрешности определения B_1 , B_2 , B_M , ε_k имеют в основном систематический, U_1 , U_2 , U_x - шумовой характер. dt_1 , dt_2 , dt_M суть погрешности определения t_1 , t_2 , t_M ; δt_1 , δt_2 , δt_x - погрешности определения U_1 , U_2 , U_x в единицах яркостной температуры.

Нарушение условий, при которых верна исходная система (3), приводит к появлению методических ошибок, дающих дополнительный сдвиг расчетной величины t_x относительно истинной.

Многочисленные отражения излучения между калибратором и прибором в процессе калибровки, неизбежные при взаимноортогональной их ориентации, приводят к превышению расчетной чувствительности прибора над истинной и порождают сдвиг между расчетной t_{xp} и истинной t_x , равный

$$dt_{mo} = t_{xp} - t_x \approx r_0 (1 - \varepsilon_k) (t_M - t_x). \quad (6)$$

Здесь r_0 - априори неизвестный коэффициент отражения входного окна. Для плоских калибраторов с $\varepsilon_k = 0.9$ при характерных значениях $r_0 = 0.15$,

$|t_m - t_x| = 20^\circ$ (вариант П): $|dt_{\text{мо}}| \approx 0.3^\circ$; при $t_m - t_x = 5^\circ$ (вариант Т): $|dt_{\text{мо}}| < 0.1^\circ$.
Для рельефных калибраторов с $\varepsilon_k > 0.99$: $|dt_{\text{мо}}| < 0.03^\circ$.

Отличие I_ϕ от $B(t_m)$ порождает сдвиг

$$dt_\phi \approx (1 - \varepsilon_k)(1 - (1 + 2L/r \tan(\alpha/2))^2)(t_m - t_1). \quad (7)$$

Здесь L - расстояние от калибратора до входного окна прибора, α - неизвестный в ближнем поле угол зрения прибора, r - радиус его входного окна. Зависимости $dt_\phi(\alpha)$ при $L/r = 1 \dots 5$ и $\varepsilon_k = 0.9$, $t_m - t_1 = 20^\circ$ представлены на рис. 2.

При использовании плоских калибраторов общая методическая ошибка (6) + (7) весьма велика для обоих вариантов работы прибора, причем для

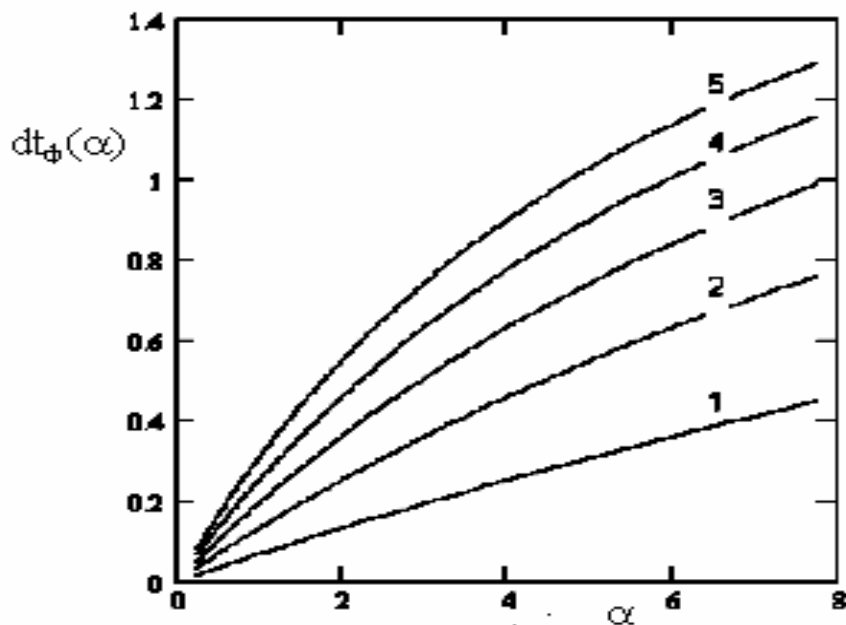


Рис.2. Методическая ошибка $dt_\phi(\alpha), ^\circ\text{C}$ измерений по I методике, связанная с незнанием угла зрения радиометра α , при различных значениях отношения $L/r = 1 \dots 5$ расстояния L от его входного окна до калибратора к радиусу r входного окна для $\varepsilon_k = 0.9$, $t_m - t_1 = 20^\circ$

варианта П определяющим является слагаемое (6), а для варианта Т - слагаемое (7).

При применении рельефных калибраторов методические ошибки (6),(7) достаточно малы. Но, как отмечено выше, в этом случае в полетных условиях чрезмерно высокой может стать систематическая ошибка измерений из-за большой ошибки определения температуры калибраторов, главным образом, подогреваемого t_2 .

Анализ методики II

"Холодный" и подогреваемый плоские зеркально отражающие калибраторы с одинаковой ε_k ориентированы так, что фоновым излучением при калибровке является I_x (рис.1б). Многократные отражения излучения между радиометром и калибратором при калибровке здесь отсутствуют по той же причине, что и при измерении – вследствие шероховатости исследуемой поверхности и ее достаточной удаленности от радиометра.

Система, описывающая цикл калибровка - измерение, такова:

$$U_{1,2} = a(\varepsilon_k B_{1,2} + (1 - \varepsilon_k)I_x - B_M) + U_s \quad (8); \quad U_x = a(I_x - B_M) + U_s. \quad (9).$$

Отсюда

$$I_x = B_1 + (B_2 - B_1)(U_x - U_1)/(U_2 - U_1). \quad (10).$$

Оценка погрешности, полученной обращением I_x , дается выражением:

$$\Delta t_x^2 \approx \delta t_x^2 / \varepsilon_k^2 + (\delta t_1^2 / \varepsilon_k^2 + dt_1^2) \theta_{II}^2 + (\delta t_2^2 / \varepsilon_k^2 + dt_2^2) (1 - \theta_{II})^2, \quad (11)$$

где $\theta_{II} = (t_2 - t_x)/(t_2 - t_1)$.

Величина ε_k не входит в выражение для расчета I_x и незначительно влияет на величину шумовой компоненты Δt_x . При $\varepsilon_k = 1$ выражения (3) - (6) и (8) - (11) эквивалентны.

Если в цикле калибровка - измерение величина I_x изменяется, - например, если вместо I_x в (8) находятся $I_x + dI_{x1,2}$, то расчетная I_{xp} будет смещена относительно истинной I_x на $I_{xp} - I_x = (1 - \varepsilon_k)/\varepsilon_k (B_M - I_x)(dI_{x2} - dI_{x1})/(B_2 - B_1)$. При $\varepsilon_k = 0.9$, $dt_{x2} = 2dt_{x1}$ (при пролете над фронтальной зоной с линейным термическим градиентом), $t_2 - t_1 = 30^\circ$: $t_{xp} - t_x \approx 0.005(t_M - t_x)dt_{x1}$. Эта величина достаточно мала для большинства реальных ситуаций.

Вопрос о частоте проведения калибровок, необходимых из-за вариаций излучения элементов оптического блока прибора, а также нестабильности чувствительности приемника излучения, решается исходя из реальных оценок этой нестабильности (которая может достигать единиц процентов в месяц [1]) и постановки задачи.

Если требуется находить t_x с минимальной систематикой, то калибровка должна образовывать с измерением единый цикл - в этом случае систематическая погрешность t_x минимальна и определяется подстановкой систематических компонент погрешностей величин t_1 , t_2 , U_1 , U_2 , U_x в выражения (5), (11). Платой за понижение систематики является повышение шумовой погрешности и понижение плотности измерений.

Если требуется отслеживать общий ход t_x вдоль трассы в режиме T либо в режиме II при стабильной температуре воздуха (которая в

отсутствии термостабилизации прибора обуславливает величины t_m и a), то столь частые калибровки не являются необходимыми.

При долговременных измерениях, когда одна калибровка обеспечивает не единичное измерение, а длинный их ряд, расчет I_x следует проводить, обратив (9):

$$I_{xp} = (U_x - U_s)/a_c + V_m. \quad (12)$$

Значение a_c получают из (8) при пролете над зоной с термической изменчивостью менее 0.3° за цикл калибровка - измерение. Если a_c отличается от реальной на момент измерения a , то расчетная t_{xp} , полученная обращением I_{xp} , окажется смещенной относительно истинной t_x на

$$t_{xp} - t_x = (t_x - t_m) (a/a_c - 1). \quad (13)$$

При $a/a_c - 1 = 20\%$, $t_x - t_m = 20^\circ$: $t_{xp} - t_x = 0.4^\circ$. Этот источник методической погрешности нельзя игнорировать, особенно при реализации варианта П. Для его уменьшения прибор следует калибровать по крайней мере дважды на каждой полетной высоте.

В режиме долговременных измерений П методика полностью эквивалентна I (с той, однако, разницей, что источники методических ошибок (6), (7) у П методики отсутствуют). В частности, для нахождения t_x и Δt_x надо знать величину ε_k ; чтобы $|t_x - t_{xp}| < 0.1^\circ$ при $|t_x - t_m| = 2^\circ$, точность определения ε_k должна быть не хуже 0.5%. Величина Δt_x будет рассчитываться по (5). Шумовая компонента у t_x понизится - в качестве таковой останется лишь слагаемое dt_x , а шумовые компоненты погрешности определения t_1 , t_2 , U_1 , U_2 "заморозятся", повысив уровень систематической ошибки.

Сопоставление точности методик I и II

Исследования атмосферной трансформации восходящего излучения основаны на измерениях I_x вдоль одной трассы на различных полетных высотах. В таблице 1 даны оценки шумовых и систематических погрешностей I (для рельефных и плоских калибраторов) и II методик для обоих вариантов Т, П (соответственно верхняя и нижняя половина таблицы) по выражениям (5) и (11) и методических погрешностей по сумме (6) + (7) при температуре воздуха $t(z)$ меняющейся от 20° до -20° как в режиме калибровка - измерение, так и при долговременных измерениях. Результаты практически не зависят от t_0 . Расчеты проведены для реалистических значений $t_0 = 20^\circ$; $dt_x = dt_1 = dt_2 = 0.1^\circ$, $dt_1 = 0.1^\circ$, $dt_2 = 0.1^\circ + (t_2 - t_1)(0.003$ для плоских и 0.009 для рельефных калибраторов); $\varepsilon_k = 0.9$ для плоских и 0.99 для рельефных калибраторов; $t_m = t_0 + 5^\circ$ для варианта Т и $t_1 + 1^\circ$ для варианта П. Для каждого варианта верхние пять строк

соответствуют случаю $t_2 = t_0 + 5^\circ$, когда измеряемая температура t_x находится в интервале (t_1, t_2) (это требует подведения значительной мощности к подогреваемому калибратору на больших полетных высотах), а нижние – фиксированной разности температур нагреваемого и "холодного" калибраторов $t_2 - t_1 = 30^\circ$, для которой при $z > 6$ км и $dt_1(z)/dz = -6.5^\circ/\text{км}$ t_x находится вне интервала (t_1, t_2) .

В столбце I_{cp} представлена систематическая компонента инструментальной погрешности I методики с рельефными калибраторами; в I_c – то же, с плоскими калибраторами; в $I_{ш}$ – шумовая компонента инструментальной погрешности I методики, одинаковая для калибраторов обоих видов; в I_m – методическая погрешность I методики с плоскими калибраторами (при использовании рельефных калибраторов эта величина на порядок меньше); в II_c – систематическая погрешность II методики; в $II_{ш}$ – шумовая погрешность II методики; в D_c и $D_{ш}$ – соответственно систематическая и шумовая компоненты инструментальной погрешности I, II методик в режиме долговременных измерений. Как отмечено выше, в этом режиме шумовая погрешность измерений равна $dt_x \approx 0.1^\circ$.

Уменьшения систематической погрешности долговременных измерений можно попытаться достичь удлинением обеспечивающей их калибровки, поскольку при этом происходит уменьшение вклада в систематику "замороженных" шумов радиометра. В столбце D_{c10} представлены величины систематической погрешности в режиме долговременных измерений при на порядок более продолжительной калибровке.

Обобщим данные анализа и расчетов по выражениям (5) - (7), (11).

Для режима калибровка - измерение:

При $t_0 - t_1(z) < 5^\circ$ инструментальные ошибки Δt_x обеих методик в обоих вариантах П, Т различаются незначительно.

Инструментальные ошибки у П-Т (II методика, вариант Т) и II-П одинаковы и немногим (на 10%) выше, чем у I-Т.

Для режима долговременных измерений:

Уровень систематических ошибок при $t_0 - t_1(z) > 10^\circ$ для варианта П в 1.5 раза выше, чем для варианта Т.

Уменьшение систематической ошибки измерения продлением времени обеспечивающей его калибровки (уменьшающим шумовую ошибку калибровки, но не меняющим систематическую), малоэффективно.

Прибор следует калибровать по крайней мере дважды на каждой полетной высоте.

Для обоих режимов проведения измерений:

Уровень систематических ошибок у I с рельефными калибраторами при $t_0 - t_1(z) > 10^\circ$ из-за больших величин dt_2 заметно (в 1.5...2 раза для варианта Т) выше, чем с плоскими.

Систематическая ошибка у I-II при $t_0 - t_1(z) > 10^\circ$ заметно выше, чем у I-T.

Высокий уровень методических ошибок у I с плоскими калибраторами представляет основную проблему для реализации этой измерительной схемы.

Для уменьшения Δt_x , в особенности ее шумовой компоненты, следует поддерживать температуру t_2 подогреваемого калибратора на уровне не ниже измеряемой t_x ; при варианте T устанавливать величину t_m близкой к t_0 .

При реализации варианта T возможно проявление еще одного источника ошибок, если из-за особенностей компоновки прибора ветровой обдув подогреваемого схемой термостабилизации входного окна при измерении и калибровке будет различным - тогда компенсация величины $I_{\text{опт}}$ калибровкой (2) будет неполной и как следствие возникнет смещение расчетной температуры dt_z , лежащее в пределах $dt_z = 0 \dots (t_1(z) - t_m)\varepsilon_0/\tau_0$ (14), где ε_0 и τ_0 - излучательная способность и пропускание входного окна радиометра. При $\varepsilon_0 = 0.05$, $\tau_0 = 0.8$, $z = 3\text{км}$, $t_m - t_1(z) = 20^\circ$: $|dt_z| < 1.2^\circ$ Для варианта II: $t_m - t_1(z) = 1^\circ$ и $|dt_z| < 0.1^\circ$. Для минимизации этого источника погрешности следует конструктивными мерами (например, добавлением зеркала, через поворот которого будет осуществляться переход от калибровки к измерению) максимально снизить влияние ветровых пульсаций на температуру входного окна прибора.

Заключение

1. Предложена методика самолетных измерений восходящего ИК излучения с применением специально ориентированных плоских зеркально отражающих калибраторов, проведен анализ ее ошибок.

2. Анализ ошибок традиционной методики показал, что при использовании плоских калибраторов слишком большой является методическая ошибка, а при использовании рельефных калибраторов большой может быть инструментальная ошибка измерений.

3. Сопоставление с традиционной показало эффективность предлагаемой методики в повышении точности измерений.

4. Сравнение ошибок измерений в режиме термостатирования оптического блока и без него выявило некоторые преимущества нетермостатированного режима II методики.

5. Предложенная методика применима для любых (не только самолетных) натуральных измерений с меняющимися внешними условиями.

Таблица 1. Инструментальные и методические ошибки методик I и II

	T_1	I_{cp}	$I_{cп}$	I_M	$I_{ш}$	$П_c$	$П_{ш}$	$Д_{cp}$	$Д_c$	$Д_{c10}$
Вариант Т $t_2 = t_0 + 5^\circ$	20	0,1	0,11	0,31	0,15	0,1	0,16	0,16	0,16	0,12
	10	0,14	0,1	0,75	0,12	0,1	0,14	0,17	0,13	0,11
	0	0,23	0,14	1,14	0,13	0,14	0,14	0,25	0,16	0,14
	-10	0,32	0,17	1,5	0,13	0,18	0,15	0,33	0,19	0,17
	-20	0,4	0,2	1,82	0,13	0,21	0,15	0,42	0,21	0,2
Вариант Т $t_2 - t_1 = 20^\circ$	20	0,09	0,11	0,31	0,14	0,1	0,16	0,15	0,15	0,11
	10	0,13	0,1	0,75	0,13	0,09	0,14	0,16	0,12	0,1
	0	0,22	0,13	1,14	0,12	0,13	0,14	0,24	0,15	0,13
	-10	0,33	0,18	1,5	0,14	0,19	0,16	0,34	0,2	0,18
	-20	0,42	0,22	1,82	0,17	0,25	0,2	0,45	0,27	0,23
Вариант П $t_2 = t_0 + 5^\circ$	20	0,09	0,09	0	0,14	0,1	0,16	0,13	0,13	0,1
	10	0,16	0,14	-0,15	0,13	0,1	0,14	0,2	0,16	0,14
	0	0,27	0,23	-0,28	0,13	0,14	0,14	0,33	0,25	0,24
	-10	0,36	0,32	-0,4	0,14	0,18	0,15	0,46	0,33	0,32
	-20	0,46	0,4	-0,5	0,14	0,21	0,15	0,57	0,41	0,4
Вариант П $t_2 - t_1 = 20^\circ$	20	0,09	0,09	0	0,14	0,1	0,16	0,13	0,13	0,1
	10	0,14	0,13	-0,15	0,12	0,09	0,14	0,19	0,15	0,13
	0	0,26	0,23	-0,28	0,13	0,13	0,14	0,33	0,24	0,23
	-10	0,37	0,33	-0,4	0,15	0,19	0,16	0,47	0,34	0,33
	-20	0,48	0,42	-0,5	0,19	0,25	0,2	0,61	0,45	0,42

t_1 - температура заборного воздуха, °С

В режиме калибровка - измерение:

I_{cp} - I методика, рельефные калибраторы- систематическая ошибка, °С

$I_{cп}$ - I методика, плоские калибраторы- систематическая ошибка, °С

I_M - I методика, плоские калибраторы- методическая ошибка, °С

$I_{ш}$ - I методика, рельефные/плоские калибраторы- шумовая ошибка, °С

$П_c$ -II методика - систематическая ошибка, °С

$П_{ш}$ -II методика - шумовая ошибка, °С

В режиме долговременных измерений:

$Д_{cp}$ - I методика, рельефные калибраторы- систематическая ошибка, °С

$Д_c$ - I,II методики,плоские калибраторы- систематическая ошибка, °С

$Д_{c10}$ – то же, при на порядок более продолжительной калибровке, °С

Литература

1. И.А. Бычкова, С.В. Викторов, В.В. Виноградов. Дистанционное определение температуры моря. - Л., Гидрометеиздат, 1988, 223 с.

2. Б.А. Нелепо, Г.К. Коротаяев, В.С. Суетин, Ю.В. Терехин. Исследование океана из космоса. - К. Наукова думка, 1985, 168 с.

3. ed. D.Halpern. Satellites, Oceanography and Society. Elsevier Science B.V

Памяти Сергея Васильевича Кирьянова

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ И ГИДРОХИМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЦЕЛЯХ МОНИТОРИНГА МОРСКИХ ВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Лукьянов Ю.С., Цыцарин А.Г., Сухинов А.Г.*

*Государственный океанографический институт - Росгидромет
Таганрогский радиотехнический университет - Минобрнауки РФ**

Основной задачей мониторинга состояния природной среды, как следует из дословного перевода, является слежение (отслеживание) за изменениями параметров этой природной среды. Для морской среды одними из основных таких параметров являются значения концентраций различных гидрохимических элементов, в том числе, и концентрации загрязняющих веществ. Мониторинг состояния морской среды осуществляется в рамках Государственной системы наблюдений за состоянием окружающей среды (ГСН). Эта система основана на регулярном наблюдении различных физических, химических и биологических параметров по существующей десятки лет сетке станций. В идеале массив полученных данных должен давать репрезентативную картину экологического состояния исследуемой акватории.

При проведении мониторинга по неполной сетке станций и нерегулярно, значение полученных данных резко снижаются. Восстановить истинную картину состояния объекта даже с использованием различных численных методов моделирования /1/ становится практически невозможно. Следует также помнить, что существующая сетка станций, особенно в прибрежных районах, создавалась сугубо эмпирическим путем, иногда под влиянием сиюминутных проблем. Таким образом, полученные дорогой ценой (одна станция состоящая из двух горизонтов, выполненная по полной программе, т.е. все гидрометеорологические и гидрохимические характеристики, анализ ЗВ в воде и донных отложениях стоит не менее 200\$, без учета гидробиологических работ) данные характеризуют небольшую, но неизвестных размеров, окрестность станции, но никак не район акватории.

Еще во времена СССР стала актуальной задача оптимизации ГСН пространственного размещения станций на конкретных акваториях, сроков наблюдений и контролируемых параметров. Особенно остро эта задача

стоит сейчас, так как ее решение позволит сэкономить значительные ресурсы и (или) усилить репрезентативную ценность наблюдений.

В конце семидесятых и в восьмидесятые годы ГОИН, с участием авторов работы, проводил эксперименты по изучению мелкомасштабной изменчивости гидрофизических и гидрохимических полей /2/. Экспериментально было подтверждено наличие таких полей с масштабом размера начиная с 1 км.

Летом 2000 года авторы возобновили работы по изучению мелкомасштабной изменчивости гидрофизических и гидрохимических полей. Полигонный эксперимент был произведен в районе устья Таганрогского залива у косы Долгой со стороны моря. Выбор места для полигона было обусловлено двумя задачами. Первая - авторов интересовал район смешения вод разной солености (S на выходе из залива 6 - 8 ‰ S в море 12 - 14 ‰). Вторая - диктовалась программой исследования гидрофизических параметров вод Таганрогского залива для построения экологической модели самого залива. Уже существующие двумерные модели /3,4/ позволяют описывать и прогнозировать изменения характера течений в Таганрогском залива с удовлетворительной точностью. Однако, физически более реалистичными являются пространственно-трехмерные модели гидродинамики. В начале августа 2000 года в устье Таганрогского залива преобладали восточные и северо-восточные ветры со скоростями 8-10 м/с. В результате их воздействия возникали интенсивные приповерхностные течения, скорость которых достигала 50-80 см/с, а также появлялись компенсационные придонные течения со скоростями 20-40 см/сек. Направления придонных течений, в большинстве случаев, оказывались противоположными по отношению к приповерхностным течениям. Кроме того, вертикальное перемешивание было столь интенсивным, что практически отсутствовала стратификация среды. Это говорит о том, что для мелководных водоемов, с ярко выраженными зонами смешения, необходимо использовать модели гидродинамики, содержащие уравнения движения по всем трем координатным направлениям. Построение таких моделей, наряду с системой полигонных исследований, позволит решить задачу оптимального размещения станций. Расчеты на основе этих моделей дадут возможность определить те участки акватории, где имеются наибольшие значения градиентов скорости при господствующих направлениях ветров. Затем данные численного моделирования должны быть уточнены на основе тщательно продуманной системы полигонных исследований.

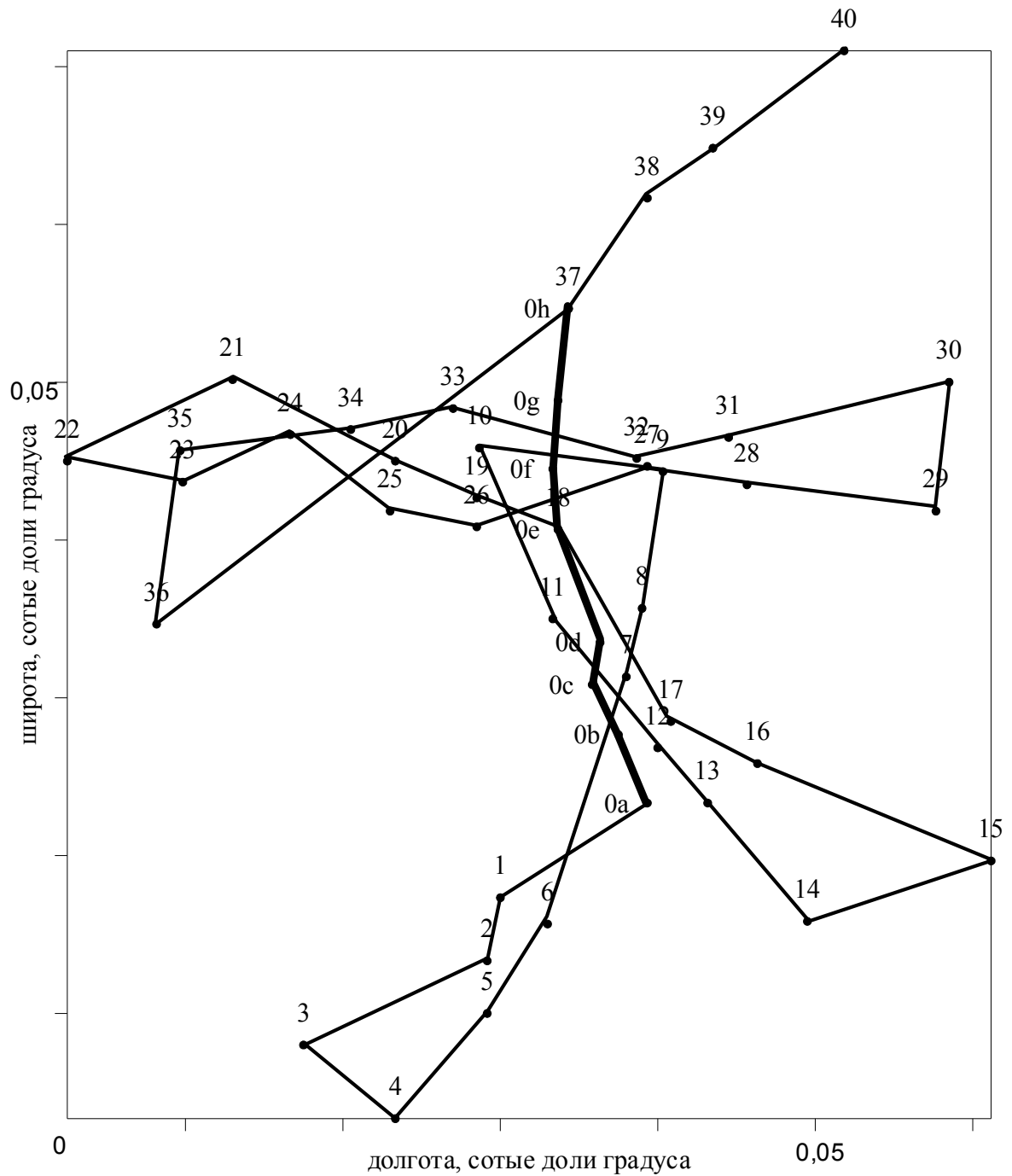


Рис. 1. Схема распределения точек забора проб (синяя линия) и дрейфа буй (красная линия)

Суть полигонного эксперимента, выполненного летом 2000 г., состояла в следующем. В выбранном районе на воду спускались два свободно плавающих, только под влиянием течений (мачта – легкий металлический стержень; поплавков почти не выступает из воды), буй с подводными парусами, расстояние между буйами 1 миля. Второй буй - вспомогательный, необходим для контроля однородности течений на

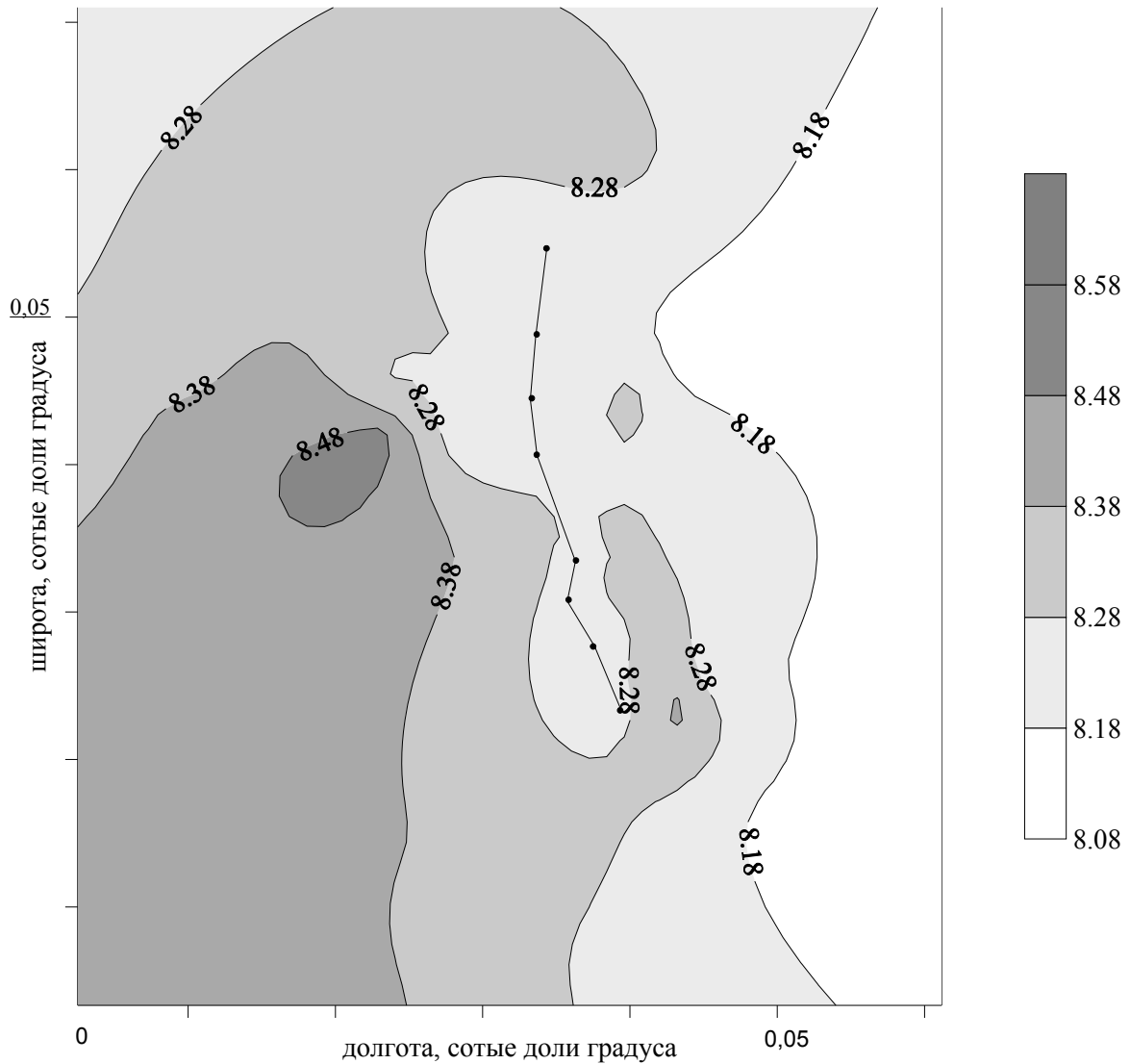


Рис. 2. Распределение солености (г/кг) в поверхностном слое на полигоне (черной линией обозначен дрейф буя)

выбранном полигоне (по изменению положению буйев относительно друг друга в конце эксперимента). Аргументируется, что основной буй дрейфует с одним "водным телом" (т.е. гидрохимические параметры в течение эксперимента остаются неизменными). На исследовательском судне выполнялась полигонная съемка по концентрическим окружностям радиусом 0,5; 1,0; 1,5 мили соответственно, вокруг основного буя, с регулярным проходом судна через центр (местонахождения буя в данный момент). На каждой окружности располагалось 12 станций, также станции выполнялись при проходе судна через центральную точку. На каждой станции контролировались следующие параметры: скорость и направление ветра, температура воздуха и воды, соленость, количество нитритов и фосфатов, все работы выполнены в соответствии с действующими

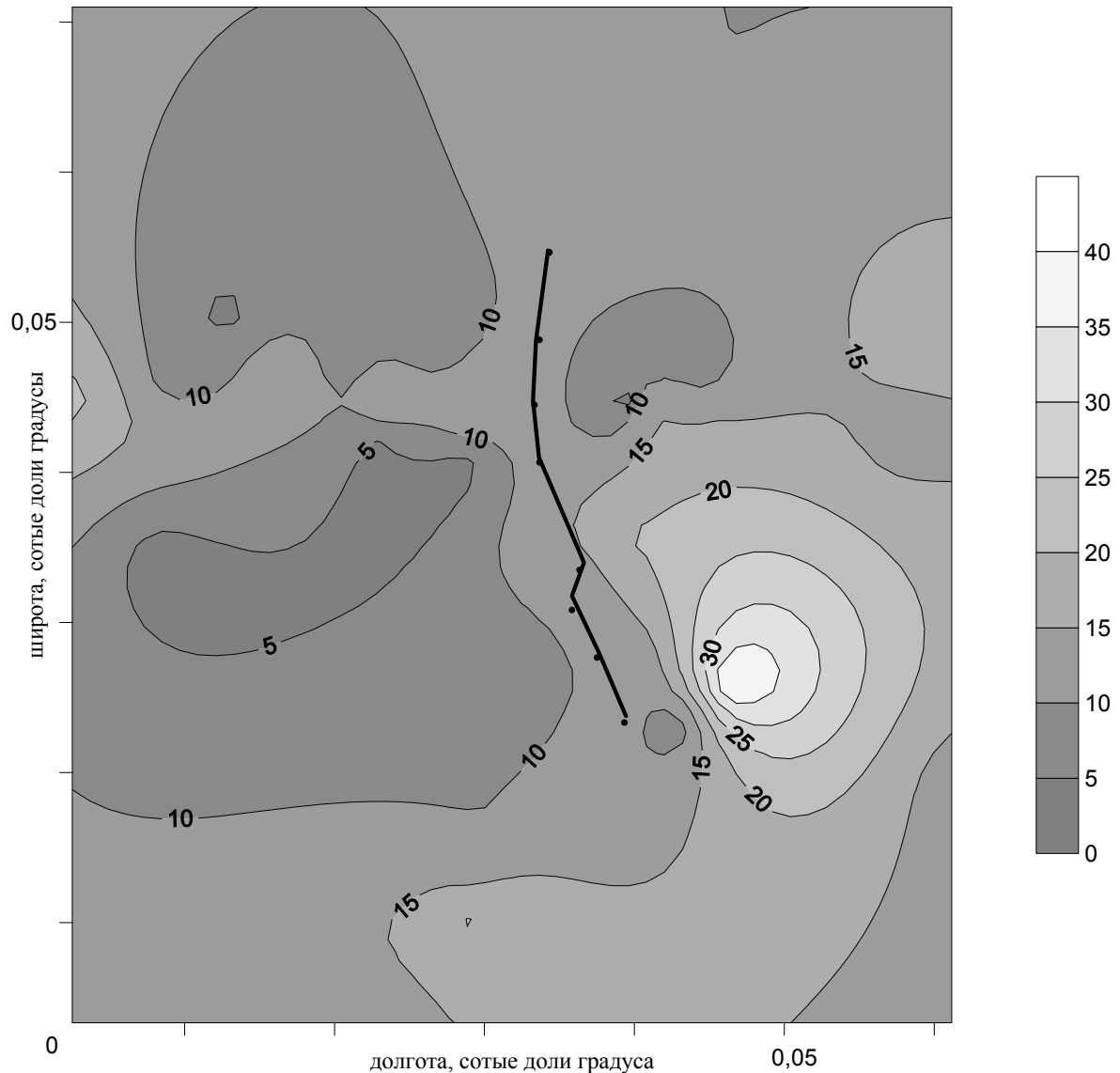


Рис. 3. Распределение фосфатов (мкг/л) в поверхностном слое на полигоне (черной линией обозначен дрейф буя)

методиками [5,6]. Положение буя и судна контролировалось радаром и системой JPS.

Полученные данные представлены в таблице, а фактическое расположение станций отбора проб и дрейф буя на рисунке 1. Неравномерное распределение станций по полигону обусловлено в первую очередь дрейфом буя. Важнее было выполнить съемку быстрее (в частности, чтобы на результатах эксперимента не сказывался суточный ход изменения содержания биогенных веществ), чем выдерживать возможную равномерность распределения станций на полигоне.

По результатам съемки с помощью программы Surfer были построены графики распределения концентраций солености и фосфатов (см. рисунки 2

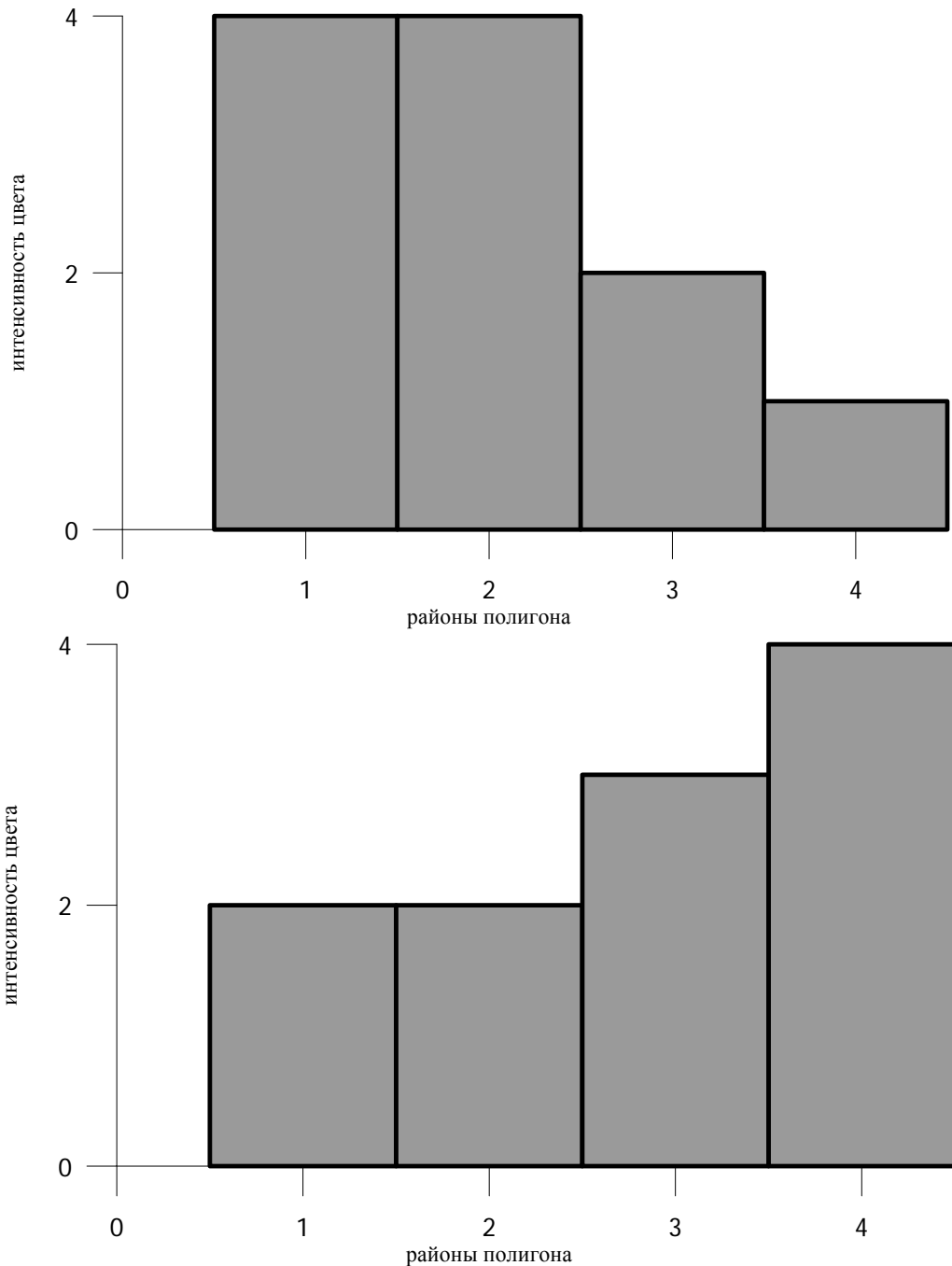


Рис. 4. Гистограмма распределения солености (а) и фосфатов (б) по четырем районам полигона

и 3). Некоторая необычность полученных распределений концентраций, упомянутых параметров не должна удивлять. Значения измерений в каждой точке, кроме центральной, соответствуют определенному моменту времени. В центре, исследуемые параметры определялись каждый раз, когда судно проходило мимо буя. Так как буй дрейфовал с одним "водным телом", то значения концентраций не менялись в ходе всего эксперимента и центральная область на графиках получилась сильно вытянутой.

Анализируя представленные графики, проведя осреднения, авторы получили гистограммы (см. рисунок 4 [а] и [б]) концентраций солености нитритов и фосфатов на полигоне. Из полученных гистограмм видно, что весь полигон можно разбить по однородности концентраций параметров на две или три зоны, причем границы зон у всех параметров совпадают.

Результаты эксперимента показали, что размеры однородности гидрофизических и гидрохимических, особенно последних, полей в районах смешения вод разной солености существенно меньше, чем в прибрежных районах, не подверженных воздействию речного стока, и характерный размер однородности не превышает 1,0 - 1,5 миль. Логично предположить, что в зоне прохождения геохимических барьеров, особенно в устьевых районах крупных рек, этот размер будет еще меньше. Однако зафиксированные размеры однородности, характеризуют гидрохимическое поле с точностью до ошибки метода измерения. С экологической точки зрения разница в концентрациях, например фосфатов в 10 или 15 мкг/л не имеет значения. Таким образом, возникает следующая задача: оценить пространственно-временные масштабы “водных тел”, для которых с экологической точки зрения неоднородностью можно пренебречь.

Таблица результатов гидрохимического анализа на полигоне

№	Время мск. лет.	Координаты		Ветер		Т-ра возд	Т-ра воды	Соленость S‰	PO4 мкг/л
		с.ш. 46°	в.д. 37°	напр град	скор м/с				
0	08:53	45,20	28,76	130	3,5	28,6	25,0	8,24	9,0
1	09:02	44,84	28,20	130	3,0	28,6	25,0	8,33	10,0
2	09:04	44,60	27,85	130	3,5	28,6	25,0	8,37	13,0
3	09:10	44,28	27,45	130	3,5	28,6	24,7	8,44	15,0
4	09:17	44,00	27,80	130	3,5	28,6	24,7	8,40	11,0
5	09:24	44,40	28,15	130	3,5	27,2	24,7	8,29	21,0
6	09:27	44,74	28,38	130	3,0	27,2	24,7	8,34	13,0
0	09:36	45,46	28,65	130	3,0	27,2	24,7	-	-
7	09:39	45,68	28,68	130	4,0	27,2	24,7	8,29	10,0
8	09:42	45,94	28,74	130	4,0	26,5	24,7	8,29	20,0
9	09:48	46,46	28,82	130	4,0	26,5	24,7	8,29	15,0
10	09:55	46,55	28,12	130	5,5	26,2	24,7	8,24	19,0
11	10:05	45,90	28,40	130	5,5	26,0	24,8	8,38	16,0
0	10:08	45,65	28,55	130	4,5	26,0	24,8	-	-
12	10:13	45,41	28,80	130	4,5	26,0	24,8	8,29	10,0
13	10:17	45,20	28,99	130	4,0	26,0	25,0	8,42	7,0
14	10:23	44,75	29,37	130	4,0	26,0	25,0	8,15	19,0
15	10:30	44,98	30,07	130	4,0	26,0	25,0	8,15	12,0
16	10:39	45,35	29,18	130	4,0	27,8	25,0	8,20	42,0
17	10:42	45,51	28,85	130	1,5	27,8	25,0	8,33	13,0
0	10:47	45,81	28,58	130	3,0	27,7	25,0	стоянка	
18	11:53	46,24	28,42	130	3,0	27,7	25,2	8,19	15,0

(0)									
19	11:58	46,36	28,11	130	1,5	27,7	25,2	8,22	12,0
20	12:01	46,50	27,80	штиль	0,0	27,7	25,2	8,28	16,0
21	12:05	46,81	27,18	170	4,5	27,7	25,2	8,33	4,0
22	12:12	46,50	26,55	160	5,0	27,5	25,2	8,29	22,0
23	12:18	46,42	26,99	140	5,5	27,5	25,2	8,42	15,0
24	12:21	46,36	27,40	140	5,5	27,5	25,2	8,42	16,0
25	12:25	46,31	27,78	140	5,0	27,5	25,2	8,53	4,0
26	12:28	46,25	28,11	140	5,0	27,5	25,2	8,24	3,0
0	12:34	46,47	28,40	140	5,0	27,5	25,2	-	-
27	12:37	46,48	28,76	140	5,0	27,5	25,2	8,37	0,0
28	12:41	46,41	29,14	140	5,0	27,5	25,4	8,19	15,0
29	12:47	46,31	29,86	170	4,0	27,5	25,4	8,15	13,0
30	12:53	46,80	29,91	170	4,0	27,5	25,4	8,12	18,0
31	13:03	46,59	29,07	170	4,0	27,5	25,4	8,13	8,0
32	13:08	46,51	28,72	180	4,0	27,5	25,4	8,19	6,0
0	13:10	46,73	28,42	180	1,0	27,5	25,4	-	-
33	13:15	46,70	28,02	40	5,0	27,5	25,4	8,29	5,5
34	13:18	46,62	27,63	210	5,0	27,5	25,4	8,33	7,0
35	13:23	46,54	26,98	210	5,0	27,5	25,4	8,33	6,0
36	13:38	45,88	26,89	90	5,0	27,6	25,4	8,42	2,5
37	13:55	47,08	28,46	90	5,0	27,7	25,4	8,24	5,5
(0)									(15,0)
38	14:04	47,50	28,76	80	4,0	27,7	25,8	8,33	15,0
39	14:06	47,69	29,01	80	4,0	27,7	25,8	8,24	10,0
40	14:11	48,06	29,51	90	4,5	27,7	25,8	8,20	10,0

Литература

1. Никитин О.П., Элькен Ю.Я. Известия ПОЛИМОДЕ вып. 6, "Выделение синоптической составляющей из данных гидрологической съемки, численные эксперименты"

2. Кирьянов С.В. "Мониторинг гидрохимических полей" сборник Исследование океанов и морей, юбилейный выпуск №2, СПб Гидрометеиздат 1995, стр. 108 - 125.

3. Schroeder W.W., Sukhinov A.I. and others. The response of the Azov Sea to changes in river inflow. The 9-th Symposium "Physics of Estuaries and Coastal Seas", 24-26 September 1998, Matsuyama, Japan, p. 132-133.

4. Sukhinov A.I., Vasiliev V.S.. 3-D Models for Shallow Water Basins and Its Finite Difference Realization.//Proc. Of the III international Conference FDS 2000, September 1-4, 2000, Palanga, Lithuania, pp.227-235.

5. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам вып. 9, Гидрометеиздат, ленинград 1968.

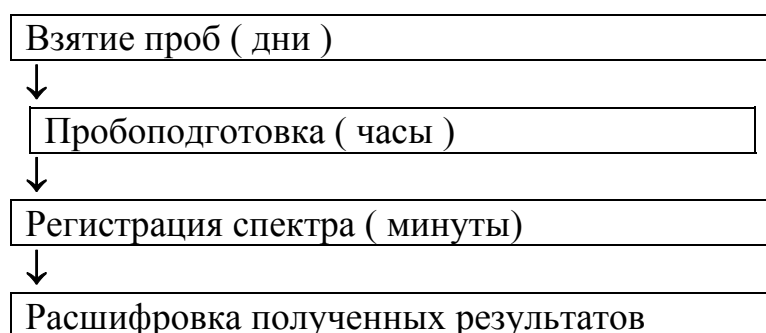
6. РД 52.10.243-92 Руководство по химическому анализу морских вод, СПб Гидрометеиздат 1993.

ПОИСК МЕТОДОВ И СРЕДСТВ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО
МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

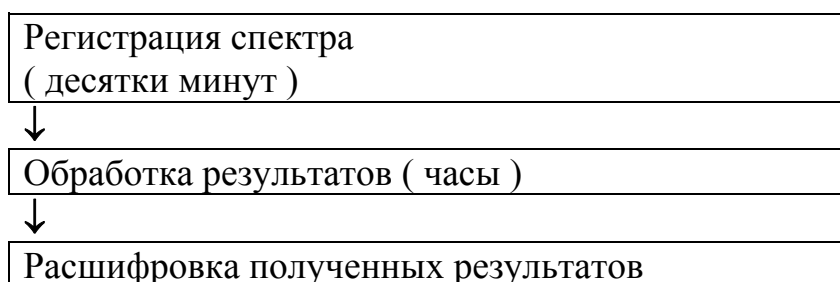
Науменко В.И., Назарова Е.В.

Международный экологический университет им. А.Д. Сахарова

Основными этапами в стандартном спектрально-аналитическом подходе являются взятие проб и затем обстоятельные лабораторные исследования.

Схема стандартного спектрально-аналитического подхода

Очевидные преимущества при решении мониторинга имели бы методы и средства, дающие результаты в один этап - в реальном времени.

Схема in situ в реальном времени

Парк подобных приборов, датчиков и сенсоров, пригодных для использования в полевых и высотных условиях, в иных труднодоступных местах, представляющих интерес для задач мониторинга, непрерывно расширяется. Специфика области применения подобных спектральных приборов предъявляет весьма жесткие требования к конструкции и принципу действия прибора. Эти требования суть простота конструкции, легкость управления, миниатюрность, отсутствие движущихся частей.

Наиболее преобладающие газы в атмосферном воздухе - это водяные пары, диоксид углерода и углеводородные газы. Их концентрацию важно

измерять, например, при детектировании горючих газов, мониторинге загрязняющих газовых выбросов, ферментативном мониторинге.

<p><u>Требования, предъявляемые к конструкции и принципу действия спектральных приборов:</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • простота конструкции • легкость управления • миниатюрность • отсутствие движущихся частей • дешевизна • надежность 	<p><u>Инфракрасные спектрометры обладают следующими свойствами:</u></p> <ul style="list-style-type: none"> • точность • надежность • сложное устройство • громоздкость • дороговизна
--	---

Когда-то таким требованиям во многом удовлетворяли фотографические методы. Теперь чаще используются ПЗС-приборы, матрицы из фотодиодов, фотоэмульсии и т.д. Наибольшее неудобство в применении этих методов создает устройство диспергирования света, которое вместе с сопутствующими оптическими элементами в большей степени усложняет конструкцию. Упрощения обычно достигаются путем использования узкополосных фильтров, пропускающих заранее подобранные участки спектра, однако простота получается за счет утраты возможности видеть развертку спектра, что с точки зрения спектроскопии - огромный недостаток. Введение в схему прибора устройства, позволяющего производить сканирование по участку спектра (модуляцию по длине волны), усложняет конструкцию за счет появления движущихся частей, а это - уже упоминавшийся недостаток.

Нам представляется возможным осуществить указанное сканирование (модуляцию), используя некоторые физические эффекты. Суть метода заключается в использовании для спектрального сканирования тонкого слоя жидкого кристалла, обладающего способностью перестраивать свою молекулярную структуру. Перестройка молекулярной структуры приводит к сдвигу края полосы поглощения. Это перемещение края полосы поглощения, достигающее десятков и более нанометров, играет роль сканирующего действия точно так же, как в других спектральных приборах это делают поворот призмы, решетки, зеркала или изменение разности хода.

Конкретная реализация метода нами осуществлена на жидкокристаллических ячейках, представляющих собой две тонкие склеенные между собой стеклянные пластинки (около 1 мм толщиной) с зазором между ними. На внутренних сторонах ячейки нанесены прозрачные электроды и ориентирующее покрытие. В зазор введен жидкий кристалл (с красителем или без). В ячейке без красителя дихроизм давала

собственная полоса поглощения жидкого кристалла, лежащая в ультрафиолетовой области (около 320 нм). В известный в лазерной физике краситель НТС, имеющий полосу поглощения в красной области спектра.

При приложении к электродам электрического поля (порядка 2 В) структура жидкого кристалла перестраивалась, изменялась и полоса поглощения. Край собственной полосы поглощения жидкого кристалла в ультрафиолетовой области сдвигалась примерно на 30 нм. В другом случае сама полоса поглощения не сдвигалась, но сильно изменялась ее интенсивность, что при соответствующем подборе концентрации красителя и толщины жидкокристаллического слоя приводило к сдвигу края полосы поглощения в шкале пропускания на величину порядка 50 нм.

В настоящее время ведется работа по математической обработке получаемого сигнала с целью получения максимума спектральной информации, а также работа по подбору рабочих сред (напр., жидкий кристалл + краситель) для всех спектральных диапазонов, представляющих интерес для мониторинга окружающей Среды.

В техническом оснащении этот подход обещает открыть возможность создания сверхминиатюрных спектральных приборчиков, легко встраиваемых в развернутые сети мониторинга окружающей среды в реальном времени. В настоящее время продемонстрирована экспериментальная возможность осуществления спектрального сканирования таким способом и доказана принципиальная возможность редукации к идеальному прибору при использовании элементов такого рода.

Литература

1. Назарова Е.В., Разработка миниатюрных спектрометрических жидкокристаллических датчиков, Международная конференция молодых ученых “Экологические проблемы XX века”, Тез.док., Минск, 2000г.

2. Науменко В.И., Леонова И.Г., Об одном методе геоэкологического мониторинга, Науч.-практ. конф. “Молодежь и экологические проблемы”, Тез. док., Гомель, 1999 г.

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ СЛОЁВ

Пузанов Ю.В.

Московское научно-производственное объединение “Радон”

Известно, что при рассеянии в среде оптическое излучение поляризуется, причём степень и азимут поляризации определяются

микрофизическими характеристиками рассеивающей среды. Если среда газовая, то рассеяние происходит в основном на флуктуациях плотности газа и формирование поляризационных характеристик происходит в соответствии с теорией Релея. Релеевская матрица рассеяния $\Gamma^p(\theta_s)$ (θ_s - угол рассеяния) имеет блочно-диагональный вид с нулевыми внедиагональными блоками. При рассеянии света в среде, состоящей из сферических аэрозольных частиц, поляризационные характеристики формируются в соответствии с теорией Ми. Аэрозольная матрица рассеяния $\Gamma^a(\theta_s)$ имеет при этом такую же структуру, как и релеевская, отличие заключается лишь в других функциональных зависимостях элементов матрицы $\Gamma_{ik}^a(\theta_s)$.

В реальной рассеивающей среде, например, в земной атмосфере, конкретный вид элементов $\Gamma_{ik}(\theta_s)$ определяется концентрацией релеевской (газовой) и аэрозольной компонент и может меняться в зависимости от координат точки рассеяния. При облучении такой среды стационарным, не меняющимся во времени источником, поляризационные характеристики рассеянного излучения, наблюдаемого в заданном направлении визирования, стабильны во времени и зависят от соотношения концентраций релеевской и аэрозольной компонент. В частности, плоскость поляризации имеет определённую ориентацию и лежит либо в плоскости рассеяния, либо перпендикулярна к ней, если незначительны эффекты многократного рассеяния.

В ходе расчётов установлен неизвестный ранее эффект скачкообразного поворота плоскости поляризации оптического излучения, рассеянного в среде, содержащей слои переменного состава из релеевской и аэрозольной компонент, при облучении этой среды короткоимпульсным неполяризованным источником, длительность излучения которого не превосходит величины

$$\tau = \frac{d}{c}, \quad (1)$$

где d - характерная толщина слоёв, c - скорость распространения излучения.

Суть обнаруженного эффекта заключается в следующем. При облучении среды импульсным узконаправленным неполяризованным источником 1 (рис.1), образуется световой цуг 2 , пространственная протяженность которого по направлению распространения составляет величину $c\tau$, где τ - длительность импульса в источнике. Проходя через различные области $3, 4, 5, 6$ и 7 рассеивающей среды, этот световой цуг рассеивается и при этом поляризуется. Рассеянные под углами θ_8 и θ_9 лучи 8 и 9 регистрируются фотоприёмным поляриметрическим устройством 10 . Это устройство способно выделять и анализировать две альтернативно

поляризованные компоненты I_{\perp} и I_{\parallel} . Символ I_{\perp} означает компоненту регистрируемого излучения, прошедшего через линейный анализатор, ось полного пропускания которого перпендикулярна плоскости референции, а I_{\parallel} - компоненту, прошедшую через такой же анализатор, ось полного пропускания которого лежит в плоскости референции и перпендикулярна оси первого анализатора. Если плоскость поляризации регистрируемого излучения составляет с плоскостью референции угол χ , то, согласно закону Малюса,

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I (1 - p + 2p \sin^2 \chi), \quad (2)$$

и

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2} I (1 - p + 2p \cos^2 \chi), \quad (3)$$

где I , p - интенсивность и степень поляризации регистрируемого излучения.

Пусть устройство 10 позволяет выделять разность альтернативно поляризованных компонент (2) и (3). Тогда на выходе устройства возникает сигнал, пропорциональный поляризованной компоненте:

$$I_p = I_{\perp} - I_{\parallel} = -pI \cos 2\chi. \quad (4)$$

Расчёты показывают, что в некоторых случаях сигнал, пропорциональный поляризованной компоненте (4), является знакопеременным. На рис.2 представлены результаты, полученные для рассеивающей среды, моделирующей реальную земную атмосферу. Вертикальный ход показателя ослабления взят квазиэкспоненциальным в соответствии со схемой Шифрина-Минина /1/, учитывающей как релеевское, так и аэрозольное рассеяние в атмосфере. Элементы $\Gamma_{ik}^a(\theta_s)$ аэрозольной матрицы рассеяния на дымке типа L брались из монографии /2/.

Пунктирной кривой 1 на рис.2 показан временной ход полной интенсивности рассеянного излучения, а точечной и сплошной кривой 2 - соответственно отрицательная и положительная части сигнала, пропорционального поляризованной компоненте, определяемой по формуле (4). Множители возле кривой 2 означают увеличение, необходимое для представления получаемых сигналов в одном масштабе. Параметры регистрируемых импульсов зависят от направления зондирования. Это направление задаётся зенитным углом θ и азимутальным углом φ , отсчитываемым от вертикальной плоскости, проходящей через источник и точку наблюдения.

Изменение полярности сигнала 2 на рис. 2 однозначно свидетельствует о скачкообразном повороте плоскости поляризации на 90° . Действительно, как видно по формуле (4), изменение знака сигнала, пропорционального поляризованной компоненте, обуславливается только скачкообразным изменением азимута поляризации χ на 90° , так как всегда $p \geq 0$ и $I > 0$. Плавное изменение χ может быть вызвано когерентными составляющими, рассеянными в данном направлении, однако, такое явление не может возникнуть в рамках рассматриваемой модели рассеяния.

Модельное представление эффекта заключается в следующем. Световой пучок, распространяясь в среде, рассеивается сначала на малые углы θ_8 (см. рис.1), затем на большие, θ_9 . Согласно свойству релеевской матрицы рассеяния, её элемент $\Gamma_{12}^p(\theta_s) = \cos^2\theta_s - 1$ знакопостоянен при любых значениях угла рассеяния $0 < \theta_s < 180^\circ$. В случае аэрозольного рассеяния, согласно данным [2, 3], элемент $\Gamma_{12}^a(\theta_s)$ может изменять свой знак в зависимости от θ_s , особенно при малых, менее 30° и при больших, более 150° , значениях θ_s . В свою очередь, знак элемента $\Gamma_{12}(\theta_s)$ определяет знак второго и третьего параметров Стокса Q и U в представлении Стокса-Пуанкаре, причём одновременная смена знаков у этих параметров влечёт изменение азимута поляризации на 90° в соответствии с формулой:

$$\chi = \frac{1}{2} \arctg \frac{U}{Q} + \frac{\pi}{4} (1 - \text{sgn}Q) \text{sgn}U. \quad (5)$$

Таким образом, изменение полярности сигнала от поляризованной компоненты обусловлено эффектом скачкообразного поворота плоскости поляризации и однозначно свидетельствует о наличии в атмосфере аэрозольного слоя. Эффект может наблюдаться, если между оптическими толщинами аэрозольной $\tau^a(t)$ и релеевской $\tau^p(t)$ фракций в элементе объёма на данный момент времени t выполняется соотношение:

$$\tau^a(t) \geq \tau^p(t) \left| \frac{\Gamma_{12}^p(\theta_s)}{\Gamma_{12}^a(\theta_s)} \right|. \quad (6)$$

Согласно данным [2, 3], отношение $\left| \frac{\Gamma_{12}^p(\theta_s)}{\Gamma_{12}^a(\theta_s)} \right|$ для $\theta_s \approx 150^\circ$ составляет величину около 0,5. Отсюда следует, что метод обнаружения аэрозольных слоёв, основанный на эффекте скачкообразного поворота плоскости поляризации, является более чувствительным по сравнению с традиционным зондированием. Действительно, представим себе, что два соседних слоя, один аэрозольный, другой молекулярный, имеют одинаковую оптическую толщину. Тогда при традиционном зондировании сигнал обратного рассеяния, пропорциональный оптической толщине слоя, не почувствует границы между такими слоями. В то же время, как видно по

соотношению (6), скачкообразный поворот плоскости поляризации укажет на существование такой границы.

Отметим, что эффект будет наблюдаться, если источник I и фотоприёмное устройство 10 (рис.1) поменять местами. При такой замене источник должен быть точечным изотропным, а приёмник должен иметь узкое поле зрения в направлении θ .

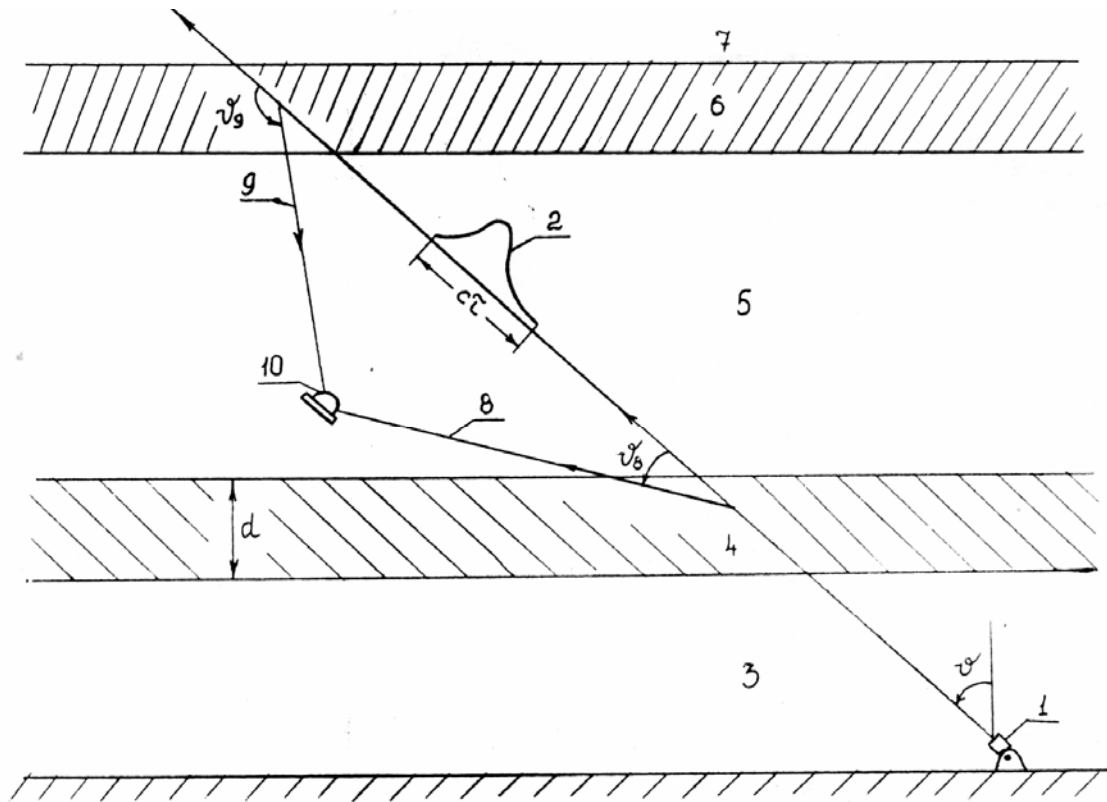


Рис.1. Геометрическая схема рассеяния

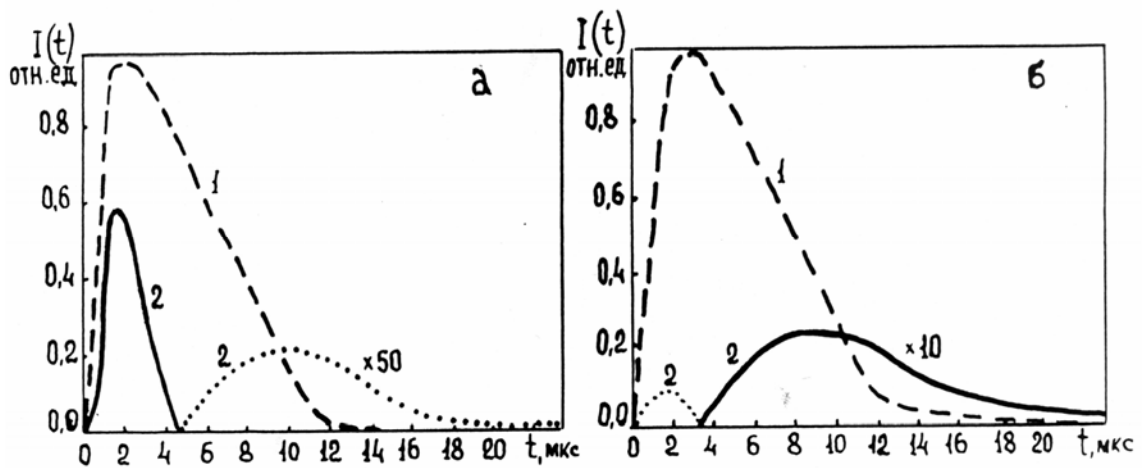


Рис.2. Полная интенсивность (I) и поляризованная компонента (2) рассеянного излучения : $\varphi = 10^\circ$; $\theta = 85^\circ$ (а) и 70° (б)

Обнаруженный эффект проливает свет на проблему нейтральных точек. Именно, поскольку χ меняется скачкообразно, то момент прохождения поляризованной компоненты через нуль (рис.2) соответствует моменту, когда степень поляризации обращается в нуль. Этот момент совпадает с тем, когда достигается оптическое равновесие между аэрозольной и молекулярной компонентами излучения, рассеянного в данном объёме. Более определённо, для стационарного, например, солнечного излучения, нейтральные точки возникают по направлениям, для которых справедливо равенство

$$\int_0^{\infty} [\sigma^a(x) \Gamma_{12}^a(x, \alpha) + \sigma^p(x) \Gamma_{12}^p(\alpha)] \frac{e^{-(\sigma^a + \sigma^p)x}}{x^2} dx = 0, \quad (7)$$

где $\sigma^{a,p}(x)$ - распределение аэрозольного и молекулярного показателей рассеяния по направлению визирования, α - угол между направлением на источник и линией визирования.

Становится также понятным и ранее не выясненный механизм поворота плоскости поляризации при зондировании облаков лазерным поляризованным лидаром /4/. В свете обсуждаемого эффекта такой поворот может быть объяснён сложением когерентных составляющих, рассеянных от молекулярных и аэрозольных компонент, присутствующих в облаке.

Эффект скачкообразного поворота плоскости поляризации обладает и предсказательным свойством. В частности, как следствие этого эффекта, должно существовать явление уширения спектральных линий излучения, рассеянного в многослойной структуре из чередующихся слоёв с молекулярным и аэрозольным рассеянием. То, что спектр рассеянного при этом излучения шире спектра исходного зондирующего импульса, очевидно по формам сигналов на рис. 2. Действительно, вследствие знакопеременности, поляризованная компонента 2 содержит более высокочастотные составляющие, т.е. её спектр шире исходного импульса. Этому явлению можно дать следующую физическую интерпретацию. Пусть имеется гипотетическая рассеивающая среда, содержащая достаточно большое ($\approx 10^3 \div 10^4$) количество перемежающихся аэрозольных и молекулярных слоёв, каждый толщиной d и с одинаковой оптической плотностью. Пусть реализуется случай, когда рассеянное в одном слое излучение представляет собой квазимонохроматическую полностью поляризованную волну с частотой ω . Тогда при переходе из соседнего слоя в следующий эта волна обязательно должна генерировать полностью неполяризованную волну, поскольку, как видно по рис. 2, всегда существует момент времени, в который степень поляризации рассеянной волны обращается в нуль, а интенсивность всегда отлична от нуля. Частота этой генерации равна $\frac{2\pi c}{d}$, а фаза равномерно распределена в

промежутке от $-\pi$ до $+\pi$. Отсюда следует, что по сравнению с исходным спектр рассеянного многослойной средой излучения становится равным $\omega \pm \frac{\pi c}{d}$, т.е. уширяется на величину $\frac{2\pi c}{d}$.

Обнаруженный эффект скачкообразного поворота плоскости поляризации позволяет повысить эффективность методов дистанционной диагностики состава рассеивающих сред. В частности, на основе этого эффекта может быть увеличена оперативность и надёжность идентификации стратифицированной структуры рассеивающей среды и установления наличия в ней аэрозольных слоёв.

Литература

1. Шифрин К.С., Минин И.Н. К теории негоризонтальной видимости. -Тр. ГГО, 1956, вып. 68, с. 5 -29.
2. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. -М.: Мир, 1971.-165 с.
3. Горчаков Г.И. Матрицы рассеяния света приземным воздухом.- Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 6, с. 595 - 605.
4. Houston J.D., Carswell A.I. Four - component polarization measurement of lidar atmospheric scattering.- App.Opt., 1978, v. 17, № 4, p. 614 - 620.

ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМЫ РАДИАЦИОННОГО МОНИТОРИНГА В ГУСТОНАСЕЛЕННОМ РАЙОНЕ

Пузанов Ю.В., Ожован М.И., Соболев И.А.

Московское научно-производственное объединение (МосНПО) "Радон"

Рассмотрена связь между дозой радиационного облучения, возникающим радиационным риском и параметрами системы радиационного мониторинга. Предложены количественные значения параметров, которые можно использовать для оценки и сравнения радиоэкологического состояния двух районов с различной плотностью населения. Показано, что требования к системе радиационного мониторинга выше в районе с более низким уровнем радиоактивных загрязнений, но с более высокой плотностью населения.

Введение

Беспороговая концепция пожизненного риска с учётом генетических и онкологических эффектов от радиационного воздействия изменяет всю

систему нормативных требований. Даже относительно низкие уровни радиоактивного загрязнения объектов окружающей среды в районах компактного проживания людей обычно вызывают необходимость немедленных действий. При этом организация и проведение радиационного мониторинга требуют учёта не только величины радиоактивных загрязнений, но и характеристик района контроля, в частности, плотности и количества населения. Это естественно, поскольку суммарный риск определяется коллективной дозой, полученной населением. Действительно, если индивидуальная доза и превысит установленные пределы для небольшого (одного-двух) количества человек, навряд ли возникнут существенные последствия в данном районе проживания, поскольку поток событий, связанных с отдалёнными вредными наследственными эффектами, окажется мизерным. Другое дело, если даже умеренные дозы распространятся на весь массив людей региона. Тогда, при той же вероятности генетических и других последствий, поток нежелательных отдалённых событий возрастёт пропорционально числу людей. В этом, собственно, и состоит смысл использования понятия коллективной дозы как параметра, прогнозирующего вредное воздействие на большой массив людей. Несмотря на плодотворность результатов использования понятия коллективной дозы, в количественном плане взаимосвязь "доза-риск - параметры радиационного контроля" нам представляется недостаточно изученной. Цель настоящей работы - дать сравнительный анализ требований к системам радиационного мониторинга, действующим в двух гипотетических районах с разными уровнями радиоактивного загрязнения и численностью населения.

Связь "доза-риск"

В соответствии с основополагающими документами / 1, 2 /, в области относительно малых доз существует линейная связь между риском R и дозой D :

$$R = \alpha D, \quad (1)$$

где α - некий коэффициент пропорциональности, одинаковый для всех районов, в которых есть радиационно-опасные объекты и в которых существуют системы радиационного контроля. Не вдаваясь пока в толкование физического смысла понятия риска и коэффициента α , отметим лишь, что из формулы (1) следует важный вывод о том, что относительное изменение дозовой нагрузки влечёт за собой соответствующее изменение риска:

$$\Delta R/R = \Delta D/D. \quad (2)$$

Эвристическая ценность соотношения (2) заключается в том, что оно остаётся справедливым при любом определении риска, связанного с приобретением некоторой дозы радиационного облучения.

Рассмотрим два района 1 и 2 с населением N_1 и N_2 соответственно, причём пусть $N_1 \ll N_2$. Пусть среднее значение индивидуальной дозы $D_1^* > D_2^*$, но среднее значение коллективной дозы $K_1^* < K_2^*$, причём

$$K_1^* = D_1^* N_1, K_2^* = D_2^* N_2 . \quad (3)$$

Результаты теоретического анализа позволяют предположить, что плотность распределения коллективной дозы $g(K)$ имеет вид убывающей с ростом K функции /3/:

Результаты теоретического анализа позволяют предположить, что плотность распределения коллективной дозы $g(K)$ имеет вид убывающей с ростом K функции / 3 /:

$$g(K) = \frac{mv}{\sqrt{2\pi K^*}} \int_0^{\infty} \frac{e^{xK^*}}{x} \exp\left\{-\frac{(x-1)^2 v^2}{2}\right\} dx . \quad (4)$$

где m, v - параметры распределения, K^* - среднее значение коллективной дозы. Заметим, что основные выводы данной работы не зависят от явного вида распределения $g(K)$, а обусловлены его монотонно убывающим характером при $K \geq K^*$.

Статистический анализ имеющейся выборки значений коллективной дозы по результатам индивидуального дозиметрического контроля на предприятии МосНПО “Радон” не противоречит выводу формулы (4).

Поэтому представляется обоснованным предположение, что распределения $g_1(K)$ и $g_2(K)$ для произвольных районов 1 и 2 схематически выглядят так, как показано на рис. 1. Согласно условию $K_1^* < K_2^*$, распределение $g_1(K)$ спадает быстрее, чем $g_2(K)$.

В соответствии с НРБ-99, п. 1.4 / 2 /, “Требования Норм и Правил не распространяются на источники излучения, создающие при любых условиях обращения с ними коллективную эффективную дозу не более 1 чел.Зв”. Это означает, что величину 1 чел.Зв можно считать как некий предел

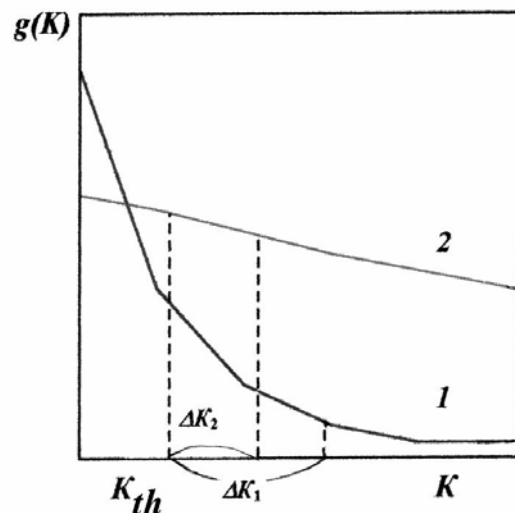


Рис.1. Плотность распределения коллективной дозы для районов 1 и 2

или контрольный уровень, по превышению которого источники становятся объектом внимания НРБ-99 и требуют регулярного радиационного контроля. В другом п. 2.5 НРБ-99 говорится о том, что для обеспечения радиационной безопасности необходимо поддерживать на возможно низком уровне индивидуальные дозы и число облучаемых лиц (принцип оптимизации). То есть, речь идёт о поддержании коллективной дозы на возможно минимальном уровне. Но чтобы поддерживать этот уровень, его необходимо каким-то образом обозначить, т.е. ввести некий контрольный или предельный уровень коллективной дозы $K_{пр}$, для того, чтобы можно было бы сравнивать наблюдаемые дозы с этой величиной. Следует отметить, что такое сравнение необходимо производить ежегодно, т.е. нужно анализировать годовую коллективную дозу, согласно действующим нормативным документам / 4, 5 /. Величина $K_{пр}$ довольно велика, во всяком случае, $K_{пр} \gg 1$ чел.Зв, что соответствует случаю, когда $g_1(K) < g_2(K)$ при $K > K_{пр}$, как показано на рис. 1.

Поскольку коллективная доза - величина случайная / 3 /, то существует конечная вероятность превышения значения $K_{пр}$ на приращение ΔK . При этом, исходя из принципа одинаковости радиационной безопасности для населения районов 1 и 2 необходимо, чтобы выполнялось неравенство $\Delta K_2 < \Delta K_1$. Это условие следует из того, что вероятности превышения предела $K_{пр}$ для жителей районов 1 и 2 должны быть одинаковыми. Таким образом, для обеспечения одинаковой радиэкологической комфортности жителей районов 1 и 2 необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\Delta K_2 / K_{пр} < \Delta K_1 / K_{пр} . \quad (5)$$

Изменение коллективной дозы ΔK можно представить в виде изменения индивидуальной дозовой нагрузки ΔD :

$$\Delta K = N_{ср} \Delta D, \quad (6)$$

где $N_{ср}$ - среднее значение численности населения в данном районе. Тогда из (5) и (6)

следует, что для обеспечения равной экологической комфортности должно выполняться неравенство

$$\Delta D_2 / D_2 < \Delta D_1 / D_1 , \quad (7)$$

где $D_{1,2}$ - некие контрольные уровни, устанавливаемые в районах 1 и 2, причём должно выполняться условие $D_2 N_2 \gg D_1 N_1$, хотя возможно соотношение $D_2 < D_1$, как было упомянуто выше.

Из соотношений (2) и (7) следует, что

$$\Delta R_2 / R_2 < \Delta R_1 / R_1 , \quad (8)$$

где $R_{1,2}$ - некие уровни рисков, характерные для жителей районов 1 и 2. Таким образом, для обеспечения одинаковой экологической комфортности необходимо, чтобы относительное изменение риска при изменении дозовой нагрузки для жителей района 2 было меньше, чем для жителей района 1. Далее, из (7) следует, что $\Delta D_1 / \Delta D_2 > D_1 / D_2 > 1$, поскольку, по условию, $D_1 > D_2$. Но $\Delta D_1 = \Delta R_1 D_1 / R_1$ и $\Delta D_2 = \Delta R_2 D_2 / R_2$, согласно равенству (2), откуда следует, что $(\Delta R_1 / \Delta R_2)(D_1 / D_2)(R_2 / R_1) > 1$, и, согласно соотношению (1), должно выполняться условие

$$\Delta R_2 < \Delta R_1. \quad (9)$$

Кроме того, из соотношения (1) и условия $D_2 < D_1$ следует, что должно также выполняться неравенство

$$R_2 < R_1. \quad (10)$$

Связь “риск-параметры системы радиационного контроля”

Таким образом, совместное требование $K_1^* < K_2^*$ и $D_2 < D_1$ приводит к необходимости выполнения условий (8) и (10). Покажем, что оба эти условия ведут к повышению требований, налагаемых на систему радиационного контроля в районе 2. С этой целью отметим, что система радиационного контроля представляет собой фактически информационную часть защитной оболочки, обеспечивающей радиоэкологическую безопасность окружающей среды и населения / 6, 7 /. А риск R - это потеря или отсутствие информации о радиоэкологическом состоянии данного района / 8, 9 /. Количественно риск оценивается, согласно / 8, 9 /, вероятностью пропуска сигнала (информации) о том, что фактическое содержание радионуклидов в окружающей среде превышает установленные пределы, например, контрольный уровень мощности дозы. При таком толковании риска удаётся связать численное его значение с параметрами системы радиационного контроля / 9 / и обоснованно выбирать эти параметры. Эта связь даётся в виде автомодельной функции $R = R(\xi_c, \chi, \chi_0, \lambda_c / \beta, \beta \tau, T / \xi_{ш})$ от шести безразмерных величин, составленных из параметров системы радиационного контроля, в число которых входят:

ξ_c - среднеквадратическое отклонение логарифма амплитуды сигнала от

среднего значения;

χ, χ_0 , - реализуемое и ожидаемое соотношение сигнал/шум;

λ_c - поток сигналов;

β - ширина полосы регистрации сигналов;

τ - мёртвое время системы контроля;

T - порог регистрации сигналов (контрольный уровень);

$\xi_{ш}$ - среднеквадратическое значение шума (помех).

Одной из важнейших задач при разработке системы мониторинга является выбор значений параметров, минимизирующих упомянутую функцию R . В частности, можно обосновать выбор такой величины контрольного уровня T_0 , при которой обеспечивается минимум радиационного риска. При этом оказывается [10], что имеет место соотношение

$$(\lambda_c/\beta)_{\text{опт}} = \exp(-T_0^2/2\xi_{\text{ш}}^2), \quad (11)$$

где $(\lambda_c/\beta)_{\text{опт}}$ - оптимальное соотношение между потоком полезных сигналов о содержании радионуклидов в окружающей среде λ_c и полосой регистрации этих сигналов β , которой обладает данная система радиационного контроля. Кроме того, данный район характеризуется величиной контрольного уровня T_0 и дисперсией шума $\xi_{\text{ш}}^2$, на фоне которого происходит обнаружение и выделение полезных сигналов. Заметим кстати, что параметры T_0 и $\xi_{\text{ш}}^2$ зависят также и от характеристик системы контроля, например, от точности и объема измерений.

Требования к системе радиационного мониторинга

Модельное представление функционирования системы радиационного мониторинга в виде функции $R = R(\xi_c, \chi, \chi_0, \lambda_c/\beta, \beta\tau, T/\xi_{\text{ш}})$ позволяет производить анализ риска в зависимости от параметров системы. Из соотношения (11) следует, в частности, что, если порог обнаружения уменьшится на ΔT от оптимальной величины, то это приводит к увеличению потока информации:

$$\Delta\lambda/\lambda = -(T_0^2/\xi_{\text{ш}}^2)(\Delta T/T_0). \quad (12)$$

Физический смысл соотношения (12) заключается в том, что с уменьшением порога контроля меньше оптимального резко возрастает частота появления регистрируемых малых значений мощности дозы, а это эквивалентно увеличению дозовой нагрузки со стороны малых доз, т.к., хотя мощности дозы уменьшаются линейно, их частота, согласно формуле (11), увеличивается экспоненциально. Относительное изменение вероятной дозы при этом естественно пропорционально изменению частоты появления малых мощностей дозы, т.е.

$$\Delta D/D = \Delta\lambda/\lambda = -(T_0^2/\xi_{\text{ш}}^2)(\Delta T/T_0). \quad (13)$$

По оценкам, отношение $T_0/\xi_{\text{ш}}$ может составлять величину в диапазоне примерно от 2 до 10 и более. Поэтому при уменьшении контрольного уровня всего лишь на 10% от оптимальной величины вероятная доза может возрасти от 40% до 10 раз. В соответствующее число раз возрастает и радиационный риск, согласно формуле (2). Отсюда следует, что для

обеспечения неравенств (7) и (8), в районе 2 необходимо уменьшить оптимальную величину порога обнаружения полезных сигналов, сохранив при этом отношение $\Delta T/T_0$, т.е. необходимо обеспечить более жёсткие требования к установке контрольного уровня T_0 . Во-вторых, согласно формуле (11), при этом необходимо уменьшить полосу регистрации β или увеличить поток полезных сигналов λ_c в системе радиационного мониторинга 2-го района, что также ведёт к ужесточению требований, налагаемых на эту систему. В-третьих, согласно результатам статьи [9], для уменьшения риска в соответствии с неравенством (10), от системы радиационного контроля во 2-м районе необходимо добиваться уменьшения реализуемого соотношения сигнал/шум χ , увеличения ожидаемого отношения сигнал/шум χ_0 , уменьшения мёртвого времени контроля τ . Всё это связано с более жёсткими требованиями, предъявляемыми к системе радиационного мониторинга (контроля), с её совершенствованием.

Заключение

Таким образом, получился на первый взгляд парадоксальный вывод о том, что в районе 2, где, по условию, среднее значение индивидуальной дозы меньше, чем в 1-м районе, требования к системе радиационного контроля оказываются выше. Однако, парадокс легко раскрывается, если учесть, что более низкие дозовые нагрузки во 2-м районе связаны с более низким содержанием радионуклидов в окружающей среде, т.е. с более малой величиной полезных сигналов, регистрируемых данной системой радиационного контроля. А это требует более высоких качеств системы контроля, поскольку малые сигналы приходится регистрировать в условиях случайных помех, обусловленных фоновыми источниками ионизирующих излучений и другими видами помех.

В заключение отметим, что материалы данной статьи позволяют количественно различать радиологическую обстановку в двух районах. Именно, следует считать, что районы 1 и 2 имеют разные радиэкологические состояния, если выполнены условия:

$$K_1^* < K_2^* , D_2 < D_1 , N_1 \ll N_2 , \text{Ln}(K_2^*/ K_1^*) < K_{\text{пр}}(K_2^* - K_1^*) / (K_1^* K_2^*) . \quad (14)$$

Последнее соотношение следует из формулы (4) и условия $g_1(K_{\text{пр}}) < g_2(K_{\text{пр}})$, где $K_{\text{пр}}$ - предел допустимой коллективной дозы, а $g(K)$ - её плотность распределения. При этих условиях к системе радиационного мониторинга, действующей в районе 2, предъявляются более высокие требования, чем к аналогичной системе в районе 1.

Литература

1. International Commission on Radiological Protection / Recommendation of the Commission, 1990, ICRP Publication 60 Ann. ICRP, 21, № 1 - 3, 1991.
2. Нормы радиационной безопасности НРБ-99. -М.: Минздрав России.-1999. -116с.
3. *Агриненко С.Д., Пузанов Ю.В., Проказова Л.М., Ожован М.И.* Статистические характеристики коллективной дозы. -Ат. Эн., 2000, т. 88, вып. 3, с. 213 - 217.
4. Постановление Правительства РФ № 93 от 28.01.97г. “О порядке разработки радиационно-гигиенических паспортов организаций и территорий”.
5. Постановление № 22 от 25.09.97г. Главного Государственного Врача РФ “Об утверждении типовых форм радиационно-гигиенических паспортов”.
6. *Puzanov Yu.V., Sobolev I.A., Ojovan M.I., & al.* Long-Term Safety Assessment for the Radwaste Disposal Facilities // Proc. ENS Topseal’99: Commitment to the Future Environment. -Antwerp, Belgium, 10-14 Oct., 1999. -Vol.2, p. 329 -333.
7. *Пузанов Ю.В., Соболев И.А., Батюхнова О.Г.* и др. Основы безопасности при обращении с радиоактивными отходами. -Проблемы безопасности при чрезвычайных ситуациях, 2000, вып. 2, с. 128 -136.
8. *Пузанов Ю.В.* Альтернативная концепция риска. -Пробл. безоп. при чрезв. сит. - 1992, вып. 3. -С. 16 - 33.
9. *Пузанов Ю.В.* Автомодельные характеристики риска промышленных аварий. -Ат. эн., т. 75, вып. 5, 1993г. - С. 372 - 377.
10. *Пузанов Ю.В.* Оптимальное обнаружение предвестников катастроф. -Пробл. безоп. при чрезв. сит. -1999, вып. 5. с. 37 - 43.

УДК 519.6, 629.78

**ФРТ, РАЗРЕШАЮЩАЯ ФУНКЦИЯ, ФАКТОР ШУМА
И ВЕЛИЧИНА ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШЕНИЯ**

Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Вводятся новые понятия: разрешающая функция, фактор шума и величина повышения разрешения. Ставится задача компенсации

искажений Функций Рассеяния Точки (ФРТ) приемных систем линейным, локально-линейным методом и популярным нелинейным методом. Проводится количественный сравнительный анализ методов сверхразрешения.

1. Введение

Со времени опубликования одной из первых работ по методам регуляризации [1] прошло довольно много времени, получено много интересных результатов, написано большое количество обзоров и монографий. Со времен первых работ остались те же трудности практической реализации этих методов на большом количестве точек. Если говорить конкретно, то повысить разрешение ФРТ, как в данной работе, методом регуляризации при отношении сигнал/шум порядка 40/1 невозможно. Не только в теории, но и в методах вычислений должен реализовываться принцип непрерывности: если производим вычисления на более плотном множестве точек с большей точностью, то получаем более точный результат. Обратные задачи на малом количестве точек, как правило, решаются устойчиво, увеличение размерности приводит к необходимости применения методов регуляризации, т.е. получения смещенных или заглаженных решений.

Основной результат данной работы состоит в том, что многомерная задача компенсации искажений ФРТ разбивается на независимые малоразмерные задачи с реализацией принципа непрерывности. Все нововведения позволили решать задачи компенсации искажений ФРТ в изображениях большой размерности при низких отношении сигнал/шум в реальном времени, даже без возможной реализации параллельных вычислений [2,3]. Проводится количественное сравнение результатов линейных, локально-линейных задач повышения разрешения с нелинейным разрешением.

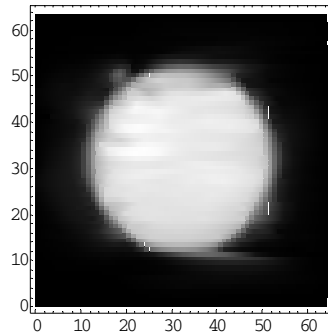
2. Модели ФРТ и МПФ

Следующие функции использовались для оценивания ФРТ приемных систем в радиовидении и оптике:

$$O(r) = \frac{1}{1+Z+\varepsilon} (J_0^2(r/L) + \varepsilon J_0^2(r/L_\varepsilon) + \frac{Z}{1+C \cdot r}) \frac{1}{1+C \cdot r^P}, \quad r \geq 0, \quad (1)$$

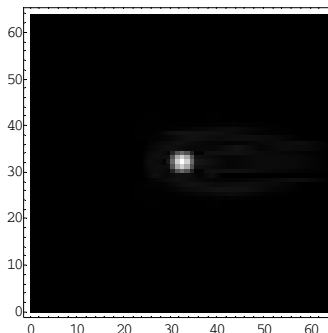
где $J_0(r)$ - функция Бесселя нулевого порядка, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, параметры $L, L_\varepsilon, \varepsilon, Z, C, P$ - определяют форму основного и боковых лепестков ФРТ или диаграммы направленности.

Пусть $\{\psi^{kl}\}$ - двумерная система гармоник области D . Модуляционная Передаточная Функция (МПФ) $M(k,l) = M(O)$, соответствующая ФРТ O в области D , получается решением задачи на собственные значения [2] (Рис. 1):

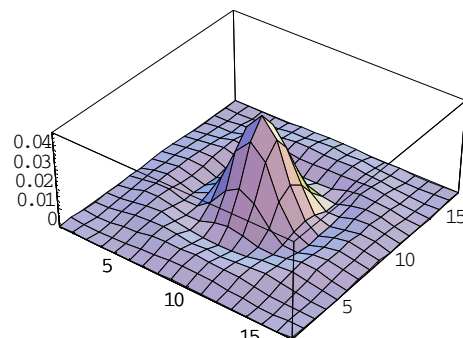


Исходное
изображение
Солнца в 3-мм
диапазоне

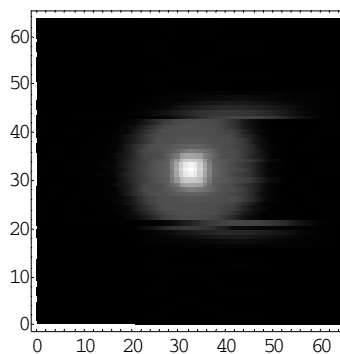
$$I(i,j) = \iint_D O((i,j) - r) I_0(r) ds(r)$$



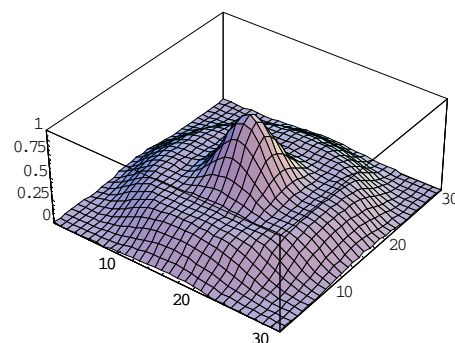
ФРТ системы
радионаблюдения



O



МПФ системы



$M(O)$

радионаблюдения

Рис. 1. Исходное изображение Солнца, ФРТ и МПФ системы радионаблюдения

$$M(k, l) \times \psi^{kl} = O * \psi^{kl}. \quad (2)$$

3. Модели изображений

Для цифровых приемных систем наиболее приемлемой является непрерывно-дискретная модель изображений:

$$I(i, j) = \iint O(i, j - r) I_0(r) ds(r), \quad (3)$$

в которой аргументом (i, j) , выделены положения ФРТ $O(r)$ (1) на дискретной сетке $\{r = (i, j)\}$ области наблюдения D . $I_0(r)$ - неискаженное изображение, $I(i, j)$ - изображение на выходе непрерывно-дискретной модели (Рис. 1).

Для решения задачи компенсации искажений ФРТ будем использовать дискретный аналог модели (3), т.е. дискретно-дискретную модель изображений:

$$I = O * I_0 + \nu \quad (4)$$

с шумом дискретизации:

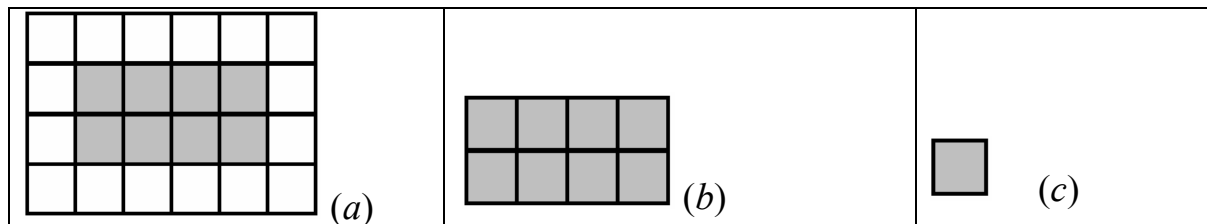
$$\nu(i, j) = \iint O(i, j - r) I_0(r) ds(r) - (O * I_0)(i, j). \quad (5)$$

В последних равенствах звездочкой * обозначена свертка дискретных функций, определенных на периодически продолженной области наблюдения D . Шум ν (5) является основным фактором ограничивающим разрешение, как правило, он заметно превосходит шум регистрации, который в непрерывно-дискретной модели (3) не указан. Шум ν (5) можно заметно уменьшить при реализации локально-линейного метода сверхразрешения [2].

4. Конструкции локальных областей

Специальные конструкции локальных областей при компенсации искажений ФРТ вызваны необходимостью уменьшения искажений изображений со стороны границ изображений. Компенсацию искажений необходимо проводить по пересекающимся областям $D_{nm}, D_{n+1m+1}(a)$. Их

внутренние части (b) оставляются для сборки результирующего изображения.



Самые малые области наблюдения d порядка размера ФРТ $O(c)$. Параллельные вычисления при решении задачи компенсации искажений можно реализовать по пересекающимся областям $D_{nm}, D_{n,m+1}(a)$ [2].

5. линейный и локально-линейный метод сверхразрешения

Каждый линейный измерительный прибор характеризуется двумя функциями ФРТ O и МПФ $M(O)$. Введем в рассмотрение разрешающую функцию R для определенной ФРТ O в области наблюдения D . Будем говорить, что функция R разрешает функцию O , если их циклическая свертка равна δ -функции: $R * O = O * R = \delta$ и обозначим $R = O^{-1}$, $O^{-1} * O = \delta$. Разрешающая функция R существует не для всякой функции ФРТ O (см. Рис. 2 - Рис.4).

В обозначениях задачи ниже $\|R * O - \delta\|^2$ - квадрат расстояния между $R * O$ функцией и δ -функцией, $\overline{\|R * \nu\|^2}$ - математическое ожидание энергии разрешенного шума $\nu(5)$.

Задача компенсации искажений ФРТ O на D ставится как вариационная:

$$\inf_R \{ \|R * O - \delta\|^2 \mid \overline{\|R * \nu\|^2} \leq \varepsilon \}. \quad (6)$$

Если разрешающая функция R является решением задачи (6), то разрешенное изображение $R * I$ может быть интерпретировано как измеренное "на приборе" с ФРТ $R * O$ самой близкой к идеальной ФРТ δ -функции с математическим ожиданием энергии разрешенного шума $\overline{\|R * \nu\|^2}$ не более чем ε . Здесь под "прибором" имеется ввиду метод вычислений $R * I$, реализованный в комплексе "приемная система + вычислитель" с более узкой - контролируемой ФРТ $R * O$ (или

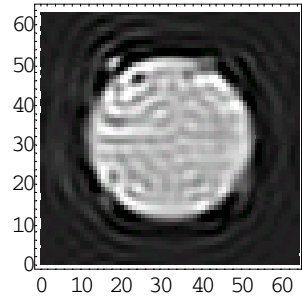
"диаграммой направленности"), которая в общем случае не может быть реализована физически.

Решением задачи (6) являются разрешающие функции:

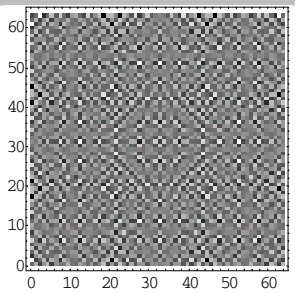
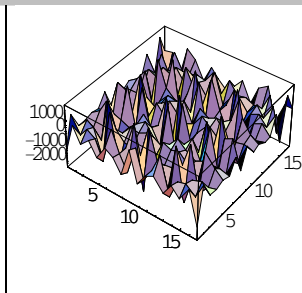
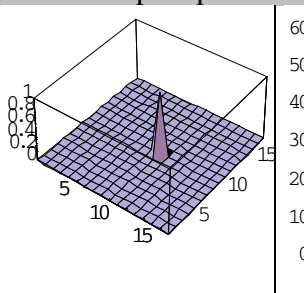
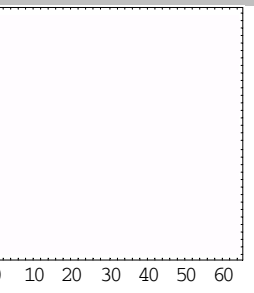
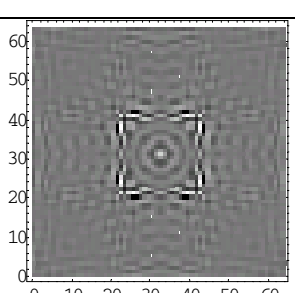
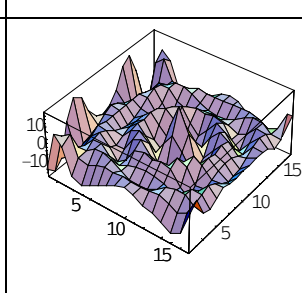
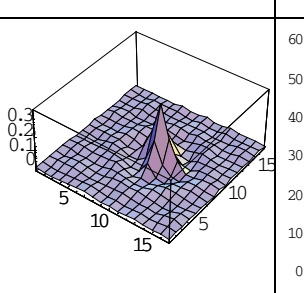
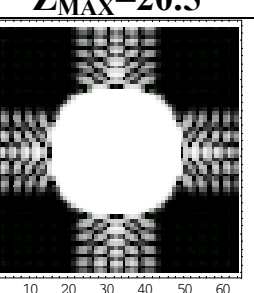
$$R(w) = (O * O + w\delta)^{-1} * O, \quad (7)$$

где $w = w(\varepsilon)$ - определенная малая величина: w - решение уравнения $\|R(w) * \nu\|^2 = \varepsilon$, если $\varepsilon < \|R(0) * \nu\|^2$ и $w = 0$, если $\varepsilon \geq \|R(0) * \nu\|^2$ (Рис. 2).

$R(w)$	$[R(w)]$	$[R(w) * O]$	$M(R(w) * O)$
Разрешающая функция	Центральная часть разрешающей функции $R(w)$	Центральная часть разрешенной ФРТ $R(w) * O$	Полоса пропускания или МПФ для ФРТ $R(w) * O$



Разрешенное Солнце, $R(w) * I, w=10^{-3}$

Разрешающие функции		Разрешенные ФРТ и полосы пропускания пространственных частот	
 <p>$R(0), N_{MAX}=67900$</p>	 <p>$[R(0)]$</p>	 <p>$[R(0) * O]$</p>	 <p>$M(R(0) * O), Z_{MAX}=20.5$</p>
 <p>$R(w), w=10^{-6}, N=253$</p>	 <p>$[R(w)]$</p>	 <p>$[R(w) * O]$</p>	 <p>$M(R(w) * O), Z=7.74$</p>

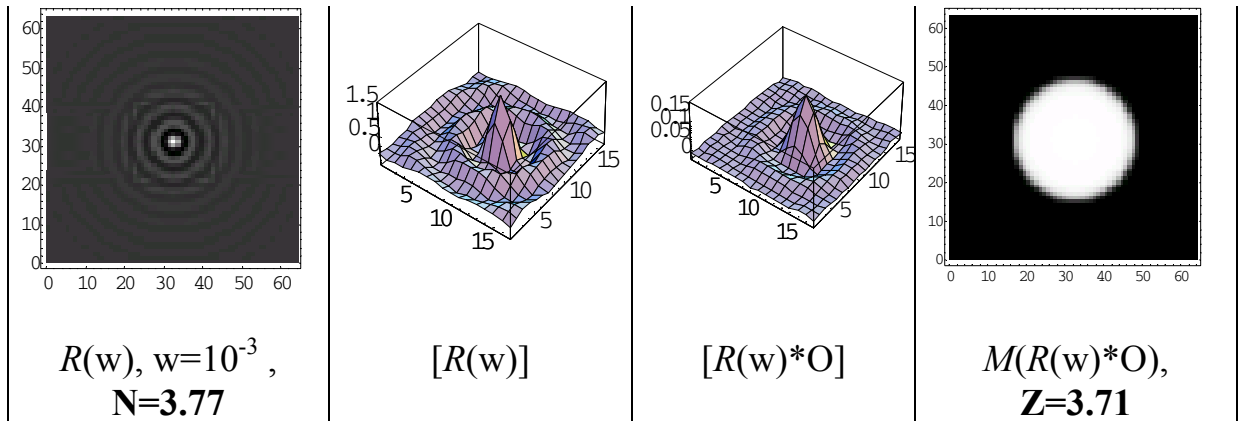
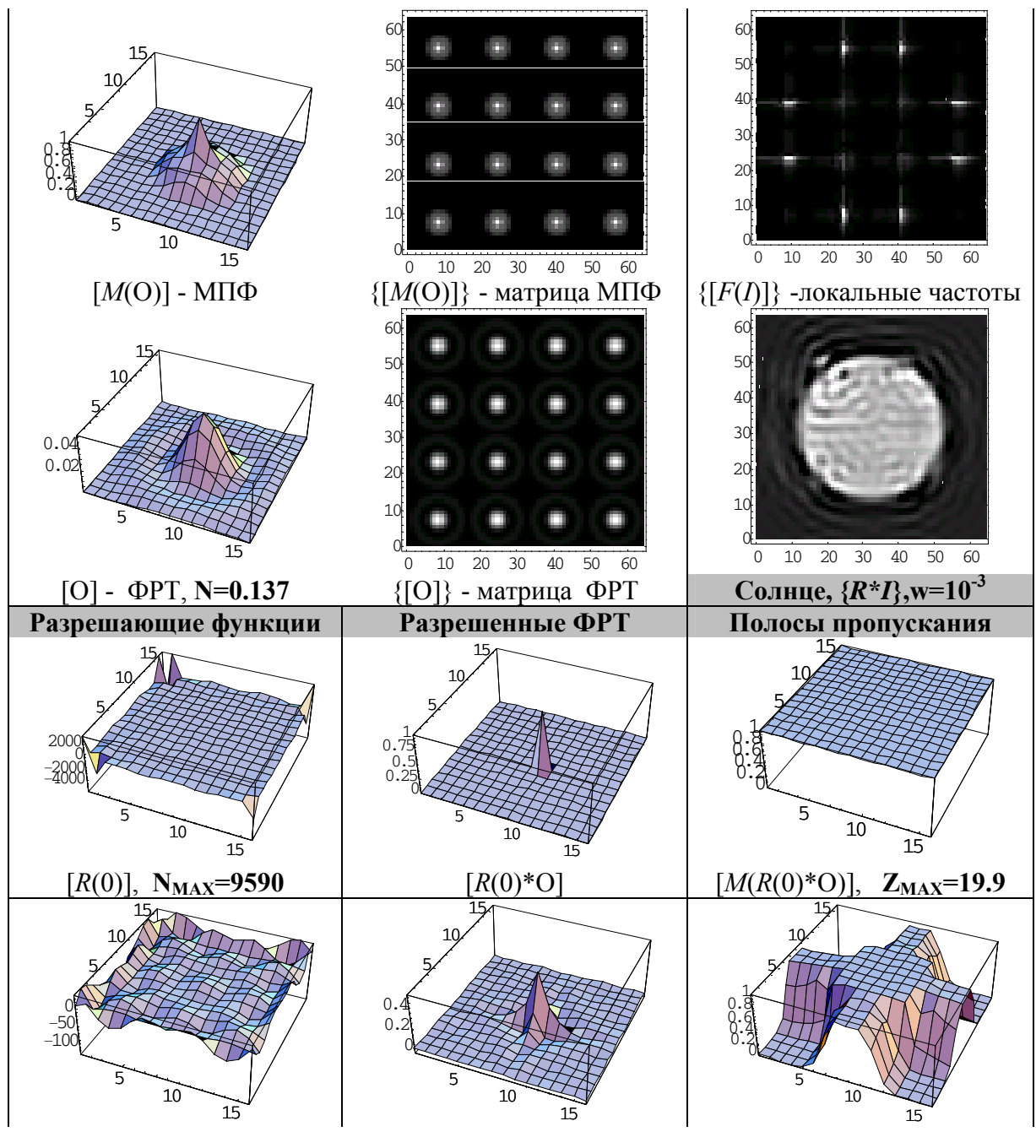


Рис. 2. Компоненты линейного метода сверхразрешения



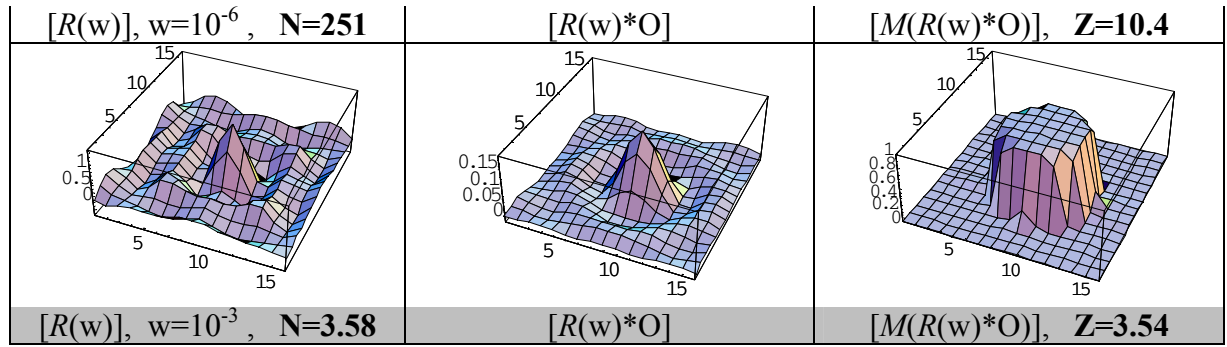
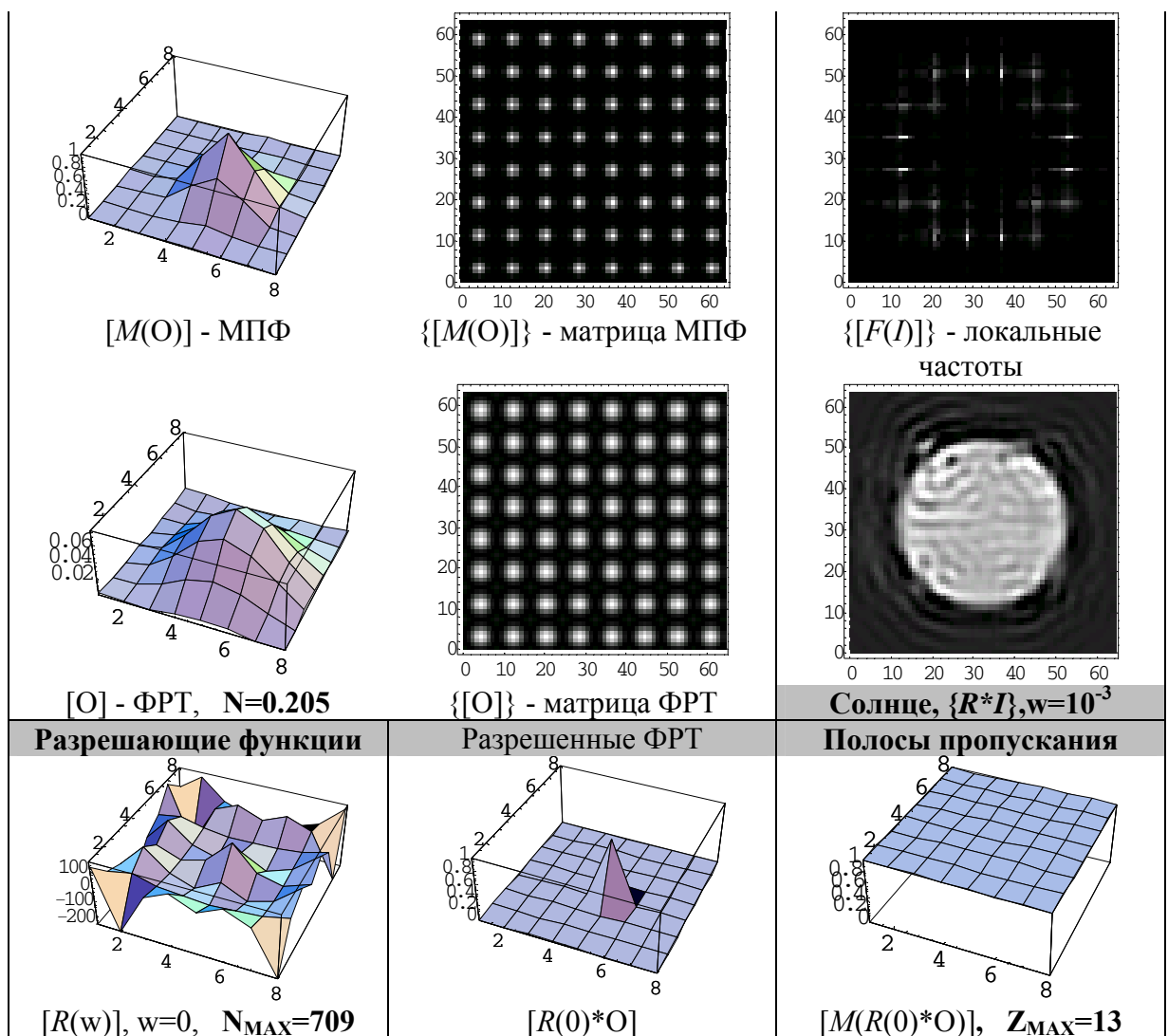


Рис. 3. Оптимизация локально-линейного метода сверхразрешения на сетке 16x16.



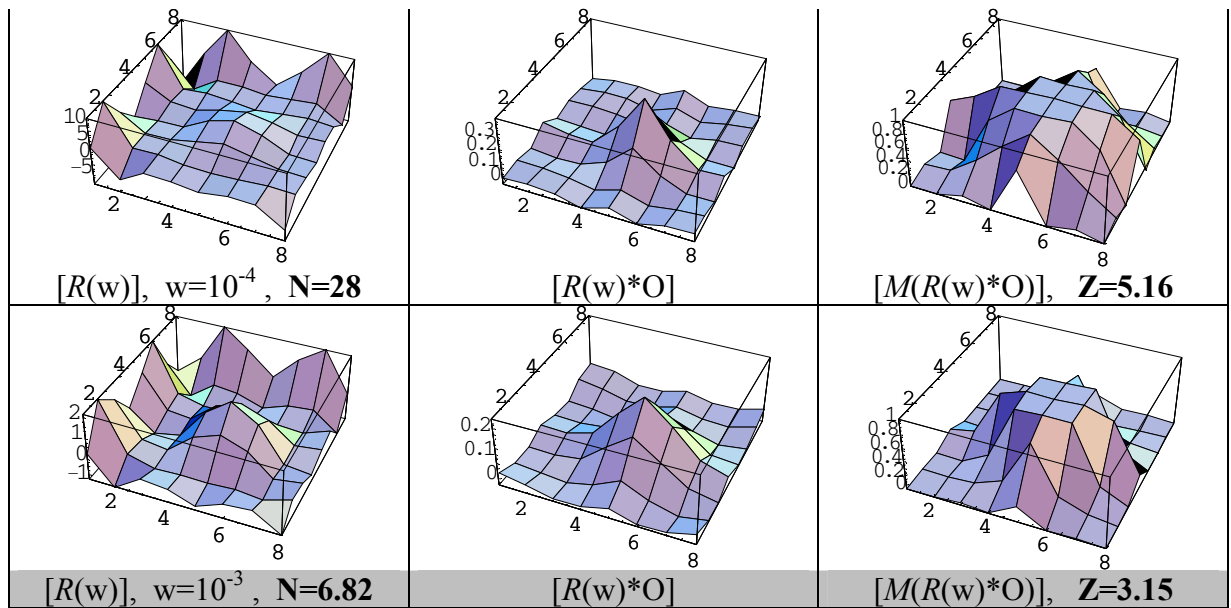
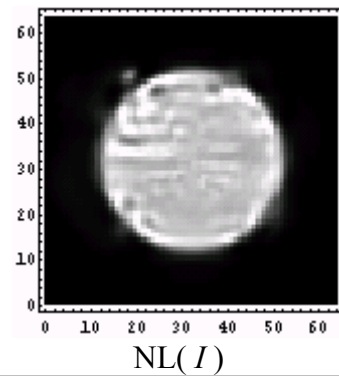
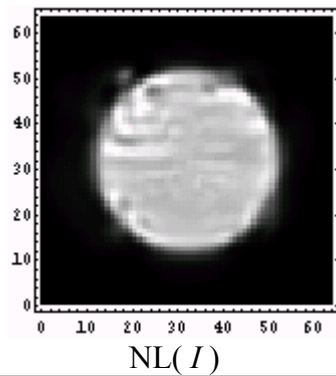


Рис. 4. Оптимизация локально-линейного метода сверхразрешения на сетке 8x8

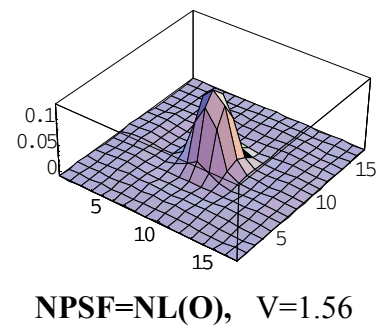
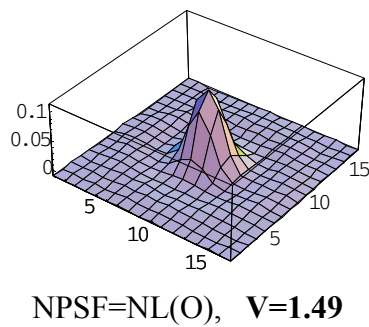
Разрешенное Солнце

6 итераций

12 итераций



Разрешенные ФРТ



Полосы пропускания

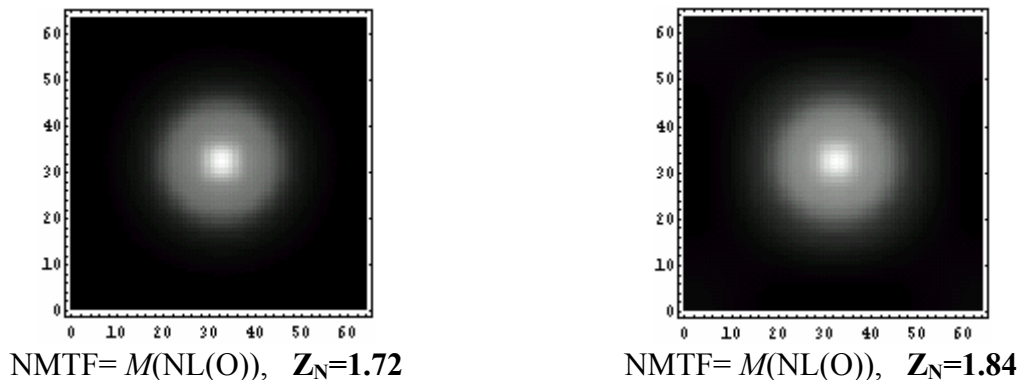


Рис. 5. Нелинейный метод разрешения

При сверхразрешении локально-линейным методом области $d \subset D_{nm}$ выбираются малыми для реализации более высоких разрешений [2] при низких отношениях сигнал/шум. МПФ функции M_{nm} , разрешающие функции $R_{nm}(w)$ (7) зависят от размера области D_{nm} . Функции, относящиеся к малым областям $d \subset D_{nm}$, будем заключать в квадратные скобки (Рис. 2 - Рис. 4). Функции, относящиеся к области D , но собранные по локальным областям D_{nm} , будем заключать в фигурные скобки $\{R(w) * I\}$ (Рис. 3 - Рис. 4).

Если V - белый шум с дисперсией $D(v)$, то $\overline{\|R * v\|^2} = \|R(w)\|^2 D(v)$ - дисперсия шума в одной точке разрешенного изображения $R(w) * I$. Норма разрешающей функции - фактор шума: $N = \|R(w)\|$ - есть коэффициент усиления среднеквадратичного отклонения белого шума V [2] (Рис. 2 - Рис. 4).

$R(w) * O$ - есть разрешенная ФРТ O . Определим полосу пропускания пространственных частот "прибора" $R(w) * O$ через МПФ $RM(k, l) = M(R(w) * O)$ как решение задачи на собственные значения [2] (6): $RM(k, l) \times \psi^{kl} = (R(w) * O) * \psi^{kl}$. Повышение разрешения этим "прибором" оценим величиной $Z = \int RM(k, l) ds(k, l) / \int M(k, l) ds(k, l)$ (Рис. 2 - Рис. 4).

6. Нелинейный метод разрешения

Нелинейный метод [4] был предложен для повышения разрешения одномерных данных в спектроскопии. Здесь этот метод применен для решения двумерной задачи. Метод итеративный и предполагает известными пределы изменения яркостей неискаженного изображения:

$$I_{0\min} \leq I_0(r) \leq I_{0\max} \cdot \tag{8}$$

В рамках непрерывно-непрерывной модели формирования изображений:

$$I(r) = \iint O(r-r')I_0(r')ds(r')$$

изображение $I_0^k(r')$ будет входным, а изображение $I^k(r)$ - выходным. Итерации начинаются с присвоения начальных величин: $k = 0$, $I_0^k(r) = I(r)$.

Далее идет итерационная часть:

$$\begin{aligned} i) \quad & I^k(r) = I(r) \\ & I^k(r) = \iint O(r-r')I_0^k(r')ds(r') \\ ii) \quad & I_0^{k+1}(r) = I_0^k(r) + rel(r)[I(r) - I^k(r)] \\ & rel(r) = c[1 - 2/(I_{0max} - I_{0min})|I_0^k(r) - 0.5(I_{0max} - I_{0min})|], \end{aligned}$$

где $c = const$,

$$iii) \quad k = k + 1,$$

$$iv) \quad go \ to \ (i).$$

Итерационная часть метода $i) - iv)$ была реализована согласно численно дискретно-дискретной модели (4). Разрешенное таким нелинейным методом изображение обозначим $NL(I)$.

Аналогично итерационно оценим разрешение ФРТ $O(r)$ с подобными (8) ограничениями $O_{0min} \leq O(r) \leq O_{0max}$. $NL(O)$ - разрешенная ФРТ O .

Полоса пропускания или НМПФ получается в результате решения задачи на собственные значения [2](6): $NM = M(NL(O))$, $NM(k, l) \times \psi^{kl} = = NL(O) * \psi^{kl}$. Аналогично оценим повышение разрешения величиной $Z = = \int NM(k, l) ds(k, l) / \int M(k, l) ds(k, l)$ (Рис. 5).

В данном нелинейном методе мы не можем получить явно разрешающую функцию и явное выражение фактор шума как в линейном методе.

7. Обсуждение результатов

На Рис. 2 - Рис. 4 демонстрируются разрешенные детали тонкой структуры солнечной плазмы, которые не заметны в исходном изображении с системы радионаблюдения (Рис. 1). Видно, что плазма отсутствует в левом пятне на Солнце из-за ее полного выброса. Из места правого пятна произошел частичный выброс плазмы.

Величина повышения разрешения Z линейным и локально-линейным методом получилась в пределах 3.15 - 3.54. Однако предпочтение следует

отдать локально-линейному методу из-за значительно меньших величин фактора шума $N_{\text{МАХ}}$. Локально-линейный метод прекрасно проявил себя до локальных сеток представления ФРТ 8×8 , т.е. когда учитывался основной лепесток диаграммы направленности и игнорировался боковой.

На Рис. 5 демонстрируется разрешенное Солнце нелинейным методом при $I_{0\text{max}} = 1.25 \times \max(I(r))$. Если верхнее ограничение увеличить до $I_{0\text{max}} = (5 \div 10) \times \max(I(r))$, то мы не увидим выбросов плазмы, и количество итераций возрастет до нескольких тысяч. Нелинейный метод увеличил контраст с небольшим повышением разрешения 1.72 - 1.84 раза. Контрольное применение нелинейного метода к ФРТ O привело к ее увеличению в 1.49 - 1.56 раз без уменьшения ее полуширины. Мы не рекомендуем использовать этот популярный нелинейный метод для решения практических проблем.

8. Заключение

В ближайшее время планируется усовершенствовать локально-линейный метод сверхразрешения. Усовершенствования будут направлены на значительное уменьшение шума дискретизации v (4) по непрерывности за счет локальной интерполяции и фильтрации данных моделей (2,3) с получением результата $\{R(w) * I\}$ - сверхразрешенного изображения на более плотной сетке точек. Это означает, что удастся дополнительно повысить разрешение на тех же исходных данных или значительно понизить порог отношения сигнал/шум, при котором решается задача компенсации искажений ФРТ. Конечно, величина предельного разрешения тогда в основном будет ограничиваться шумом измерения изображений, который в модели (3) не указан.

Список литературы

1. Тихонов А.Н., О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации. - Докл. АН СССР, 1963, 151, N3, с. 501-504.
 2. E.N.Terentiev, Y.A. Pirogov, V.V. Gladun, V.S. Ivanov, N.E. Terentiev, Additional enhancement of resolution in multi ray radio vision systems,- Proc. SPIE 2000, vol. 4032, pp. 152-156.
 3. E.N.Terentiev, Y.A. Pirogov, V.V. Gladun, B.A. Rozanov, A.S. Pavlov, O.A. Tarasova, Problem of the sun radio vision system super resolution in 3mm wavelength range. - Proc. SPIE 1999, vol. 3691, pp. 140-148.
 4. P.A. Jansson, R.H. Hunt, F.K. Plyler, Non-linear method of optical systems modeling. - J. Opt. Soc. Am., 1970, vol. 60, p. 596.
-

СЕКЦИЯ 6
**ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ
ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**ЭКОЛОГИЧЕСКИ БЕЗОПАСНЫЙ МЕТОД
КОНДЕНСАЦИИ ВЛАГИ ИЗ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА**

Алексеев В.В., Рустамов Н.А.

*Лаборатория возобновляемых источников энергии
географического факультета МГУ*

Быстрый рост населения нашей планеты, развитие промышленности, сельского хозяйства вызывают возрастающие темпы потребления воды, которое достигает 4 тыс.км³ в год. Деятельность человека уже ощутимо влияет и на распределение воды на Земле, и на весь гидрологический цикл в целом.

Следует отметить, что только часть водных ресурсов Земли доступна и пригодна для использования человеком. В основном это наземные воды рек, озер и подземные воды. Поэтому с ростом населения появляется проблема дефицита пресной воды, которая становится все более актуальной. По данным Всемирной Организации Здравоохранения в развивающихся странах лишь 25% сельского населения имеют приемлемый доступ к источнику водоснабжения, почти 1 млрд. человек постоянно страдает от хронического недостатка воды [1].

В тех районах Земли, где естественных источников пресной воды недостаточно, применяются нетрадиционные методы обеспечения водой, наиболее известные из которых - дистилляция, электродиализ и обратный осмос [2]. Основными недостатками вышеназванных методов опреснения слабосоленой и морской воды являются обязательная близость водоемов с опресняемой водой, возврат в окружающую среду отработанной воды с содержанием солей, намного превосходящим начальный уровень, необходимость предварительной очистки воды, отсутствие которой приводит к быстрому загрязнению систем опреснения, и, наконец, большая энергоемкость.

Между тем с давних времен человечество использует метод наземной конденсации для получения пресной воды из влажного воздуха атмосферы. Наиболее известными сооружениями, которые использовались для получения пресной воды методом конденсации являются, так называемые, феодосийские «фонтаны» в Крыму. Некоторые из них сохранились до начала прошлого века. Эти системы представляли собой щебневые кучи,

располагавшиеся на холмах, окружавших город. На щебневых кучах происходила конденсация влаги, которая затем по гончарным трубам направлялась в специальные емкости - фонтаны, расположенные в городе Феодосия. По оценкам Ф.И.Зибольда [7] этих фонтанов было построено около 100. В средние века (16-17 столетия) город насчитывал до 80 тысяч жителей и система полностью обеспечивала их водой.

Приведем пример, значительно более близкий по времени. В 1957 году профессор Н.Холин и инженер Г.Шендриков спасали в Крыму от засухи 15 тыс.га виноградников. Они бурили в земле скважины и заливали в них несколько литров воды, и через пол суток в каждой такой скважине-ловушке воды оказывалось до 25 л. Добавим, что скважины бурились в известняке, который, как известно, обладает сложной пористой структурой [15].

В данной статье проведен анализ физических основ вышеописанного процесса и показано, что естественная конденсация может быть использована для создания крупномасштабных проектов по получению пресной воды из воздуха для аридных регионов тропической зоны Земного Шара.

Количество водяных паров в атмосфере является одним из наиболее важных, но в то же время наиболее изменчивых характеристик климата [3].

Максимальную упругость водяных паров в воздухе, или предел насыщения влагой воздуха E , в зависимости от температуры воздуха можно определить по эмпирической зависимости

$$E = 6,1 * 10^{745\tau / (235 + \tau)},$$

где τ - средняя температура воздуха в градусах Цельсия. Для свободной атмосферы величина абсолютной влажности E_h на высоте h зависит от влажности у поверхности Земли E_0 :

$$E_h = E_0^{-h/6,3}.$$

В таблице 1 приведены сведения об абсолютной влажности воздуха на разной высоте, полученные Г.Гемфрисом [3] на территории Европы на основании наблюдений за подъемом шаров пилотов.

Таблица 1. Абсолютная влажность в г/м³

Высота, (км)	Весна	Лето	Осень	Зима	Год
0	5,67	10,23	7,78	3,01	6,66
0,5	4,89	9,36	7,23	2,84	6,09
1,0	3,83	7,45	5,02	2,44	4,77
1,5	2,98	5,76	3,73	1,76	3,63

Наибольшее влияние на величину испарения с поверхности водных бассейнов оказывает недостаток насыщения влагой воздуха и его

температура. Влажность воздуха по мере его движения над водоемом увеличивается, причем в засушливых зонах больше, чем над таким же водоемом в зонах избыточного увлажнения.

Относительная влажность воздуха в среднем над океанами почти всюду постоянна и близка к 80%. На континентах она уменьшается по мере удаления от океанов, за исключением больших континентов холодного пояса, где вследствие сильного зимнего охлаждения почвы незначительное количество паров, содержащихся в воздухе, находится в состоянии, близком к насыщению.

Исследования конденсации в природных условиях исключительно сложны и трудоемки, что в частности связано с качеством конденсирующей поверхности, и поэтому аккуратных данных о количестве конденсата в естественных условиях достаточно мало. Несмотря на то, что изучение этих процессов началось давно, физические основы явления мало раскрыты, что было особенно подчеркнуто Б.А.Аполовым в его известной книге [3].

Вода отличается от других полярных жидкостей наличием направленных водородных связей, ответственных за многие известные аномалии ее объемных свойств. Наличие сетки водородных связей приводит к тому, что изменение во взаимном расположении молекул воды в граничном слое, навязанное определенным образом расположенными активными центрами на поверхности, медленно затухает с удалением от нее, распространяясь на значительные расстояния (до 100 \AA и более). Активными центрами являются поверхностные атомы и группы, способные образовать водородные связи с молекулами воды, а также адсорбированные ионы. Эти же центры ответственны за образование адсорбционного монослоя молекул, наиболее прочно удерживаемых, например, поверхностью гидрофильного кварца.

Вода и некоторые другие полярные жидкости способны образовывать при малом недосыщении полимолекулярные адсорбционные слои на гидрофильной поверхности стекла. Толщина полимолекулярных слоев воды существенным образом зависит от степени очистки поверхности кварца, ее гидрофильности. Чем лучше очищена поверхность кварца и чем выше ее гидрофильность, тем толще будут и полимолекулярные пленки воды, находившиеся в равновесии с недосыщенным паром. Так на предельно гидрофилизированной поверхности кварца толщина адсорбционных пленок достигает 270 \AA .

Динамику развития капель-зародышей воды, образующихся при конденсации, можно отследить по уравнению Кельвина, которое следует из равенства парциальных давлений на границе обеих фаз и равенства химических потенциалов на границе [5]:

$$N_A kT \ln(P^g / P_0) = v^f (P^g - P_0 + 2\sigma / R),$$

где N_A - количество молекул газа в рассматриваемом объеме, k – постоянная Больцмана, T – температура в градусах Кельвина, P^g - давление насыщенного пара над искривленной поверхностью, P^0 - давление насыщенного пара над плоскостью, R – радиус капли или мениска, v^f - парциальный объем жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения. Когда $N_A kT \gg v^f P^g$ формула упрощается и правая часть оказывается приближенно равной $2\sigma v^f / R$. Для капли воды радиусом 1 мм выражение под знаком логарифма составляет 10^{-6} , а для капли радиусом 1 мкм эта величина равна 10^{-3} . Следовательно, в тумане очень маленькие капли испаряются, а более крупные растут. Все они неустойчивы по отношению к образуемому резервуару жидкости. Поэтому, там, где имеется сильно разветвленная поверхность, капли тумана быстро конденсируются на этой поверхности. Наглядно это можно увидеть в лесу, который, как бы, «вычесывает» туман.

Отрицательный радиус соответствует мениску. В этом случае конденсация происходит при значении упругости пара меньшем, чем над плоской поверхностью. Поэтому, фрактальная структура будет конденсировать влагу при значениях упругости пара меньших 100%.

Формула Кельвина применима для радиусов капилляров, лежащих в пределах $0,5 \cdot 10^{-7} < r < 10^{-4}$ см, так как если радиус капилляра сравним с радиусом молекулы, т.е. имеет порядок 10^{-8} , то формула теряет физический смысл. Для капилляров с радиусом, большим 10^{-4} см, давление насыщенного пара над мениском практически с точностью до 0,1% равно давлению насыщенного пара над плоской поверхностью.

В таблице 2 приведены значения радиуса капилляра для воды при полном смачивании и температуре 20°C при различных значениях P^g / P^0 [5].

Таблица 2. Зависимость между давлением пара под мениском и радиусом капилляра

P^g / P^0	$r (*10^{-7})$	P^g / P^0	$r (*10^{-7})$	P^g / P^0	$r (*10^{-7})$
0,05	0,36	0,5	1,56	0,95	21,9
0,1	0,46	0,55	1,8	0,96	26,3
0,15	0,57	0,6	2,11	0,97	35,3
0,2	0,67	0,65	2,5	0,98	53,3
0,25	0,78	0,7	3,01	0,99	107,5
0,3	0,89	0,75	3,73	0,999	1,077
0,35	1,02	0,8	4,83	0,9999	10770
0,4	1,17	0,85	0,61	1,0	∞
0,45	1,34	0,9	10,25		

Из таблицы видно, что давление насыщенного пара над мениском в 10 раз меньше давления насыщенного пара над плоской поверхностью, если радиус капилляра $0,5 \cdot 10^{-3}$ мкм. Для радиуса капилляра 0,1 мкм давление насыщенного пара практически не отличается от давления пара над плоской поверхностью с точностью до 1%. Поэтому капилляры с радиусом больше, чем 0,1 мкм можно считать макрокапиллярами, а капилляры с радиусом меньше этой величины – микрокапиллярами. Внутренняя поверхность микропор очень велика по сравнению с поверхностью макропор. Так для активированного угля поверхность микропор с радиусом 10^{-7} см равна от 900 до $1500 \text{ м}^2/\text{г}$, а поверхность макропор с радиусом 10^{-4} см равна от 0,35 до $1,7 \text{ м}^2/\text{г}$.

Процесс конденсации пара в капиллярах можно представить в следующем виде. Пусть в капилляр, стенки которого смачиваются водой, помещен во влажный воздух с парциальным давлением 16,6 мм при температуре воздуха 20°C , для которого давление насыщенного пара равно 17,54 мм. Стенки капилляра будут адсорбировать пар и покроются слоем влаги. На дне капилляра слой адсорбированного пара даст вогнутый мениск. Если радиус капилляра имеет порядок 10^{-6} см, то давление насыщенного пара для мениска такого радиуса будет равно 15,9 мм. Из таблицы видно, что для такого радиуса пар будет насыщенным при 90% от величины насыщенного пара над плоской поверхностью. Следовательно, пар в окружающем пространстве с давлением 16,6 мм будет уже пересыщенным паром для мениска жидкости в капилляре и произойдет конденсация пара, капилляр постепенно будет заполняться водой. При этом необходимо принимать во внимание толщину адсорбционного слоя. Толщина этого слоя согласно многочисленным экспериментальным исследованиям имеет порядок 10^{-5} см.

Таким образом, если капилляр сквозной (без дна), то слияние адсорбированных пленок произойдет, если радиус капилляра в наиболее узком месте будет 10^{-5} см. Только тогда образуется мениск, и следовательно, будет происходить капиллярная конденсация. Если же радиус капилляра больше 10^{-5} см, то в сквозном капилляре мениск не образуется и капиллярной конденсации быть не может. Такой капилляр заполнится водой только при непосредственном соприкосновении с водой.

В капиллярно-пористых телах влага в виде жидкости перемещается по направлению потока тепла в силу нескольких механизмов: благодаря термодиффузии, капиллярной термовлагопроводности и движения заземленного воздуха.

Суть явления капиллярной термовлагопроводности объясняется следующим образом. Если в капиллярной трубке имеется жидкость, ограниченная двумя менисками, то при наличии перепада температуры вдоль трубки столбик жидкости будет перемещаться по направлению уменьшения температуры, поскольку, поверхностное натяжение в области

более высоких температур будет меньше. Отметим, что данное явление будет способствовать заталкиванию ночной росы, осевшей внутри капилляра в нижние горизонты пористой породы, так как утренние лучи солнца разогревают ее поверхность и влага будет стремиться уходить в область более низких температур.

Вышеописанный механизм всасывания конденсированной влаги во внутрь песчаного бархана может быть основой для объяснения образования пресноводных линз под барханами [6].

Благодаря интенсивному ночному выхолаживанию за счет излучения в космос температура на вершине бархана опускается ниже точки росы. Следует отметить, что телесный угол высвечивания с вершины бархана в 2-3 раза превосходит угол высвечивания у подошвы, поэтому вершина выхолаживается сильнее и в результате вдоль поверхности бархана от вершины к подошве возникает конвективный поток, который приводит к постоянной смене воздуха у вершины бархана, привлекая все новые массы влажного воздуха к охлажденной вершине где выпадает очередная порция росы. В результате росообразование на вершине бархана идет в несколько раз более интенсивно, чем на равнине. Далее роса промачивает песок и влага из-за того, что ее существенно больше уходит в более глубокие горизонты. Поэтому дневной прогрев не приводит к полному испарению влаги в слоях песка, расположенных под вершиной бархана. Постепенно накапливаясь конденсированная влага, образует пресноводную линзу, часто наблюдаемую в пустынях.

Вернемся, однако, к анализу физики явления, описанного в начале статьи.

Если мы опустим капилляр в воду, то за счет силы поверхностного натяжения вода в капилляре поднимется на некоторую высоту H , которую можно определить из равенства веса столба поднятой жидкости $\pi r^2 g H \rho$ (здесь g - ускорение свободного падения, а ρ - плотность жидкости) силе поверхностного натяжения $2\pi r \sigma$, где σ - коэффициент поверхностного натяжения, а r - радиус капилляра. Мы предположили, что капилляр достаточно тонкий и весом мениска можно пренебречь. В результате для высоты поднятия жидкости будем иметь $H = 2\sigma/\rho g r$. Если высота трубки капилляра достаточно маленькая, то мениск не образуется и, соответственно, конденсация будет идти, как на плоской поверхности. Чтобы иметь центр конденсации для влажности ниже 100%, необходимо иметь достаточно длинный капилляр. Предположим, что капилляр раздваивается на некоторой высоте. При этом вверху мы имеем два капилляра с радиусами r , а внизу капилляр с удвоенным радиусом. Общая высота поднятия будет равна $h = h_r + h_{2r}$. Условие гидростатического равновесия будет иметь вид $2\sigma/\rho g r = 2h_{2r} + h_r$. Пусть высота нижнего капилляра равна $H/4$, тогда в верхнем капилляре жидкость поднимется на высоту $H/2$ и мениски установятся на высоте $3H/4$. Если предположить, что капиллярная структура известняка достаточно хаотична, то мы будем

иметь много центров конденсации на разных уровнях. Теперь если обеспечить подвод влажного воздуха и опустить известняк в воду, то получим систему, способную конденсировать воду при относительной влажности ниже 100%, например при 90% влажности. Это и делали Н.Холин и Г.Шендриков, спасая виноградники в 1957 г. Отметим, что в результате конденсации выделяется тепло, которое приводит к конвекции в толще известняка и, как следствие, подводу новых масс влажного воздуха. Столб, образовавшийся в капилляре воды, нарушит гидростатическое равновесие и вода будет сливаться в нижнюю общую емкость. Аналогичная картина должна была наблюдаться и в кучах известнякового щебня, который использовался средневековыми жителями Феодосии.

Однако не только жители Феодосии использовали данный способ получения пресной воды: Среднеазиатские и Иранские кяризы, по видимому, подпитывались водой, получаемой в результате наземной и подземной конденсации. Эксперименты по получению воды методом конденсации проводились на специальных сетках в Чили, Омане и других странах, что является аналогом вычесывания тумана в лесу и этот процесс идет при 100% влажности [16].

Процессы конденсации влаги в различных системах можно интенсифицировать, используя как естественные конвективные процессы, так принудительную прокачку воздуха через охлаждаемую поверхность и построить установки различной производительности для получения воды [8,9].

Нетрудно понять, что такие установки будут эффективно работать только в определенных районах Земли в тропической и экваториальной зонах. Причем предварительные экономические расчеты показывают, что метод конденсации влаги является гораздо более выгодным, чем известные методы опреснения морской воды.

Работы по созданию систем конденсации влаги в течение ряда лет проводятся в лаборатории возобновляемых источников энергии Географического факультета МГУ и полученные результаты подтверждают практическую значимость и реализуемость данного метода [10-14].

Литература

1. Уайт.Г. География, ресурсы и окружающая среда. М., Прогресс, 1990.
2. Демкин В.В., Ногин С.В. Дистилляционные и опреснительные установки. Механизация и электрификация сельского хозяйства, 1997, № 6.
3. Аполов Б.А. Учение о реках. М, Изд-во МГУ, 1963.
4. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т.2, Л., Гидрометеиздат, 1978.
5. Роулисон Дж., Уидом Б. Молекулярная теория капиллярности, М., Мир, 1986.
6. Кунин В.Н. Воды пустыни и окружающая среда. М., Наука, 1980.
7. Зибольд Ф.И. Роль подземной росы в водоснабжении города Феодосии. Труды опытного лесничества, 1905, вып. 3.

8. *Алексеев В.В., Рустамов Н.А.* Экологически безопасное получение пресной воды из влажного воздуха. Механизация и электрификация сельского хозяйства, 1997, № 4.
9. *Алексеев В.В., Чекарев К.В.* Получение пресной воды из влажного воздуха. Аридные экосистемы, 1996, т.2, № 2-3.
10. *Алексеев В.В., Чекарев К.В.* Установка для получения пресной воды из влажного воздуха. Патент на изобретение № 2056479. Зарегистрирован в Гос.реестре изобретений 20 марта 1996 г.
11. *Алексеев В.В., Рустамов Н.А., Чекарев К.В.* Установка для получения пресной воды из атмосферного воздуха. Патент на изобретение № 2131000. Зарегистрирован в Гос. реестре изобретений 27 мая 1999 г.
12. *Алексеев В.В., Алексеев И.В., Рустамов Н.А.* Установка для конденсации пресной воды из атмосферного воздуха. Патент на изобретение № 2131001. Зарегистрирован в Гос. реестре изобретений 27 мая 1999 г.
13. *Алексеев В.В., Алексеев И.В., Рустамов Н.А.* Установка для интенсификации росообразования и сбора росы. Патент на изобретение № 2149957. Зарегистрирован в Гос. реестре изобретений 27 мая 2000 г.
14. *Alekseev V.V., Rustamov N.A., Checarev K.V.* System for producing fresh water from atmospheric air. United States Patent, Patent Number 6,116,034. Date of Patent: Sept. 12, 2000.
15. *Супруненко Ю.* По капле росы... Энергия, 1994, вып.6.
16. *Shtmtnauer R.S., Cereceda P.* Fog Collection in Coastal Location, АМБИО, 1991, v.20, n.7.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭМИТТЕРА
ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННОГО РАДИОИЗОТОПНОГО
ИСТОЧНИКА ТОКА

Балеванов В.М., Ерохин Н.С., Карась В.И., Моисеев С.С., Панков В.М.

Институт космических исследований РАН

Аннотация. Ранее был предложен вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока (ВЭРИИТ) как эффективный способ экологически чистого преобразования ядерной энергии в электрическую. В настоящей работе рассматривается вопрос оптимизации параметров эмиттера ВЭРИИТ с альфа-источником ионизирующего излучения для достижения максимального к.п.д. преобразования энергии. Обсуждается взаимодействие потока быстрых альфа-частиц с тонкими пленками эмиттера, приводятся аппроксимационные формулы для эффективной

тормозной способности композитной среды эмиттера, пробегах быстрых частиц и других характеристик взаимодействия. Дан анализ эволюции потока быстрых альфа-частиц в эмиттере и оценка максимального числа бинарных ячеек, которые могут быть размещены в эмиттере. Рассмотрена зависимость вторичной электронной эмиссии от углового распределения альфа-частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Метод прямого преобразования ядерной энергии в электрическую представляет большой интерес для целого ряда приложений, в частности, в автономных источниках энергии для бортовой аппаратуры при научных исследованиях в дальнем космосе, в микроэлектронике, при использовании для питания оборудования в труднодоступных местностях и др. Обоснование его реализуемости в батареях ВЭРИИТ (вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока) было дано, например, в работах [1,2]. Тем не менее, для создания опытных образцов такого источника тока необходимо дополнительно исследовать ряд вопросов и, в частности, рассмотреть процессы релаксации быстрых альфа-частиц в эмиттере включая оценки пробегах ионов в многослойной структуре эмиттера, выполнить анализ распределений набиваемых сверхтепловых электронов, подтвердить эффективность вторичной электронной эмиссии из тонких металлических пленок, определить диапазон технологически реализуемых толщин этих пленок (сотни ангстрем) и максимального к.п.д. преобразования ядерной энергии в электрическую, оценить радиационную стойкость эмиттера и срок его службы для ожидаемых флюенсов альфа-излучения. Отдельную проблему представляет выбор конструкции бинарных ячеек с изоляционными прослойками между металлическими пленками, а также оптимизации технологии изготовления эмиттера, определяющей воспроизводимость эмиссионных свойств тонких пленок.

1. АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ НЕУПРУГИХ И УПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭМИТТЕРЕ

Для ориентации в параметрах потока ионов от радиоактивного источника приведем некоторые оценки. В случае демонстрационного образца ВЭРИИТ предполагается использовать изотоп ^{210}Po с удельной активностью $3 \cdot 10^3$ Ки/г. При к.п.д. преобразования кинетической энергии α -частиц в электричество 10 % для получения электрической мощности ($10^{-6} \div 10^{-3}$) Вт необходима масса изотопа ($10^{-6} \div 10^{-3}$) г. Соответственно поток частиц от α -источника будет в диапазоне ($10^8 \div 10^{11}$) ионов/с т.е. для энергии α -частиц 5 МэВ и площади эмиттера 1 см^2 их плотность составляет $6 \cdot (10^{-2} \div 10^1)/\text{см}^3$ т.е. поток ионов весьма разрежен. Высокий к.п.д. источника достигается при использовании в бинарных ячейках эмиттера

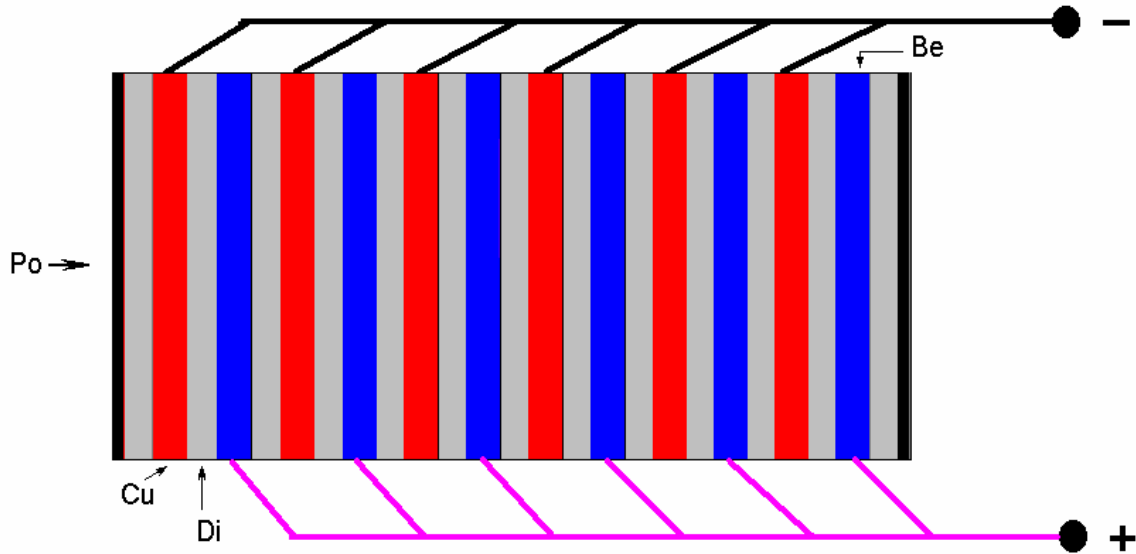


Рис.1. Принципиальная схема батареи ВЭРИИТ : Cu, Be - пленки из меди и бериллия, Di - изоляционная сетка, Po - радиоизотопная намазка

тонких металлических пленок из бериллия и меди с толщинами порядка (50÷100) нм [3]. Принципиальная схема эмиттера представлена на рис.1. Для предотвращения шунтирования металлических пленок между ними предполагается разместить диэлектрическую сетку. Количество бинарных ячеек определяется эффективной тормозной способностью ионов гелия в многослойной среде эмиттера.

Основной характеристикой неупругих потерь энергии быстрых ионов является тормозная способность среды. В случае радиоизотопного источника на основе изотопа ^{210}Po начальная энергия ионов гелия равна 5,3 МэВ. Наиболее полные данные по массовой тормозной способности $I_1(E)$ различных веществ приведены в виде таблиц в монографии [4] для диапазона энергий быстрых ионов (100 кэВ÷100 МэВ), причем массовая тормозная способность $I_1(E)$ дана в МэВ·см²/г. Для анализа ионизационных процессов в эмиттере более удобна тормозная способность материалов (E) в МэВ/мкм. Связь $I_1(E)$ и (E) определяется формулой $(E) = I_1(E) \cdot \rho \cdot 10^{-4}$, где ρ - плотность вещества пленки в г/см³. При выборе аналитических аппроксимаций для (E) будем исходить из вида асимптотик тормозной способности при малых и больших энергиях быстрого иона [5] : $(E) \sim E_\alpha^{1/2}$, $v_\alpha \ll v_B$; $(E) \sim (1/E_\alpha) \cdot \ln(D \cdot E_\alpha)$, $v_\alpha \gg v_B$, где $v_B = e^2 \cdot Z_\alpha^{2/3} / \hbar$, D - константа, Z_α - заряд иона, \hbar - постоянная Планка. Кроме того нас будет интересовать тормозная способность веществ для энергий альфа-частиц (100 кэВ÷10 МэВ).

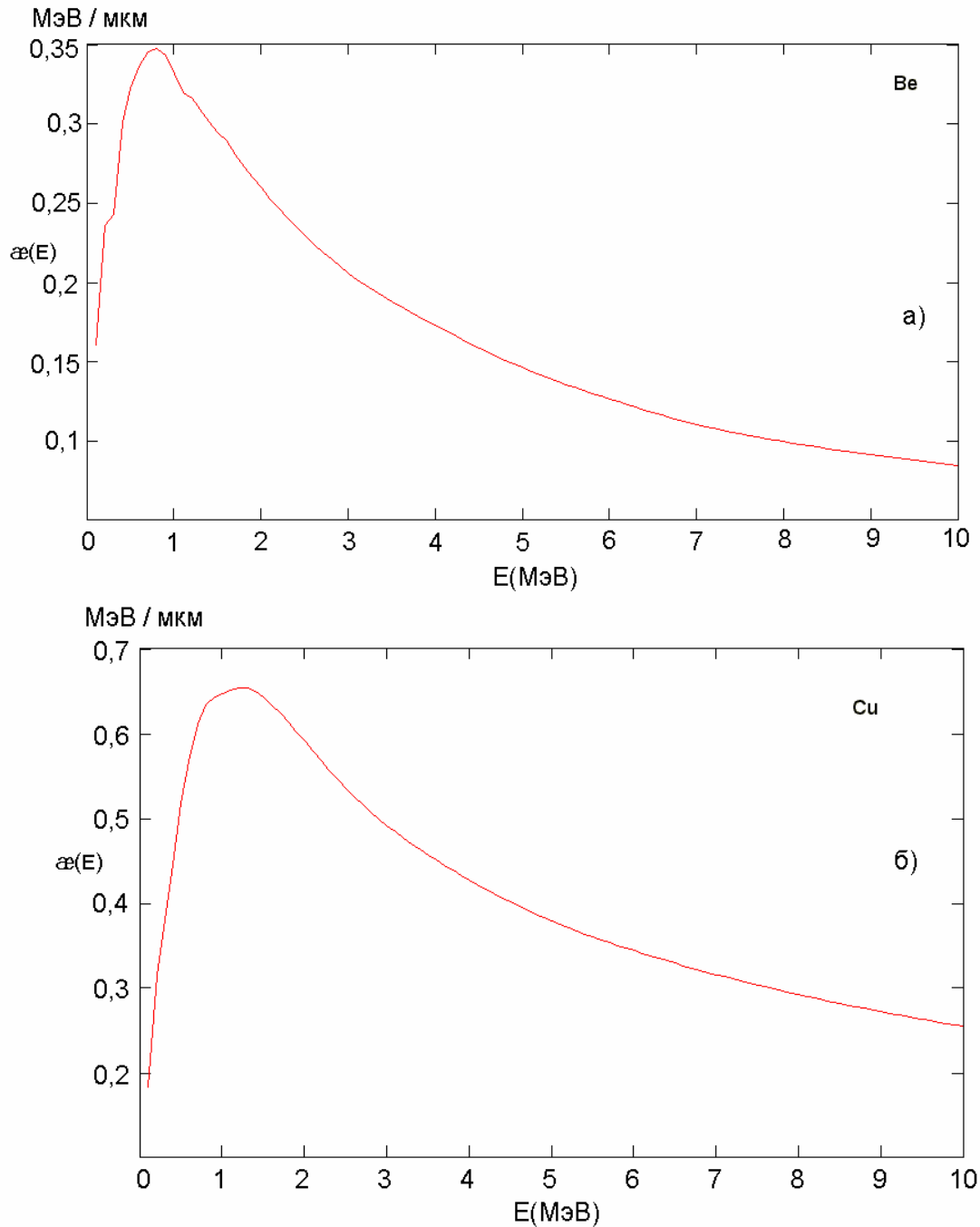


Рис.2. Тормозная способность альфа-частиц в пленках из бериллия (а) и меди (б)

Указанные асимптотики реализуются функцией вида $(1/E) \cdot \ln [F(E)]$, где $F(E) = 1 + (A \cdot E^{3/2}) / [1 + B \cdot E^{1/2}]$, A и B - некоторые константы, определяющие положение максимума тормозной способности. Следовательно, наиболее общий вид аналитического представления для тормозной способности $\alpha(E)$ задается следующей функцией

$$\alpha(E) = C \cdot S(E) \cdot M(E) \cdot L(E) \cdot (1/E) \cdot \ln [F(E)] . \quad (1)$$

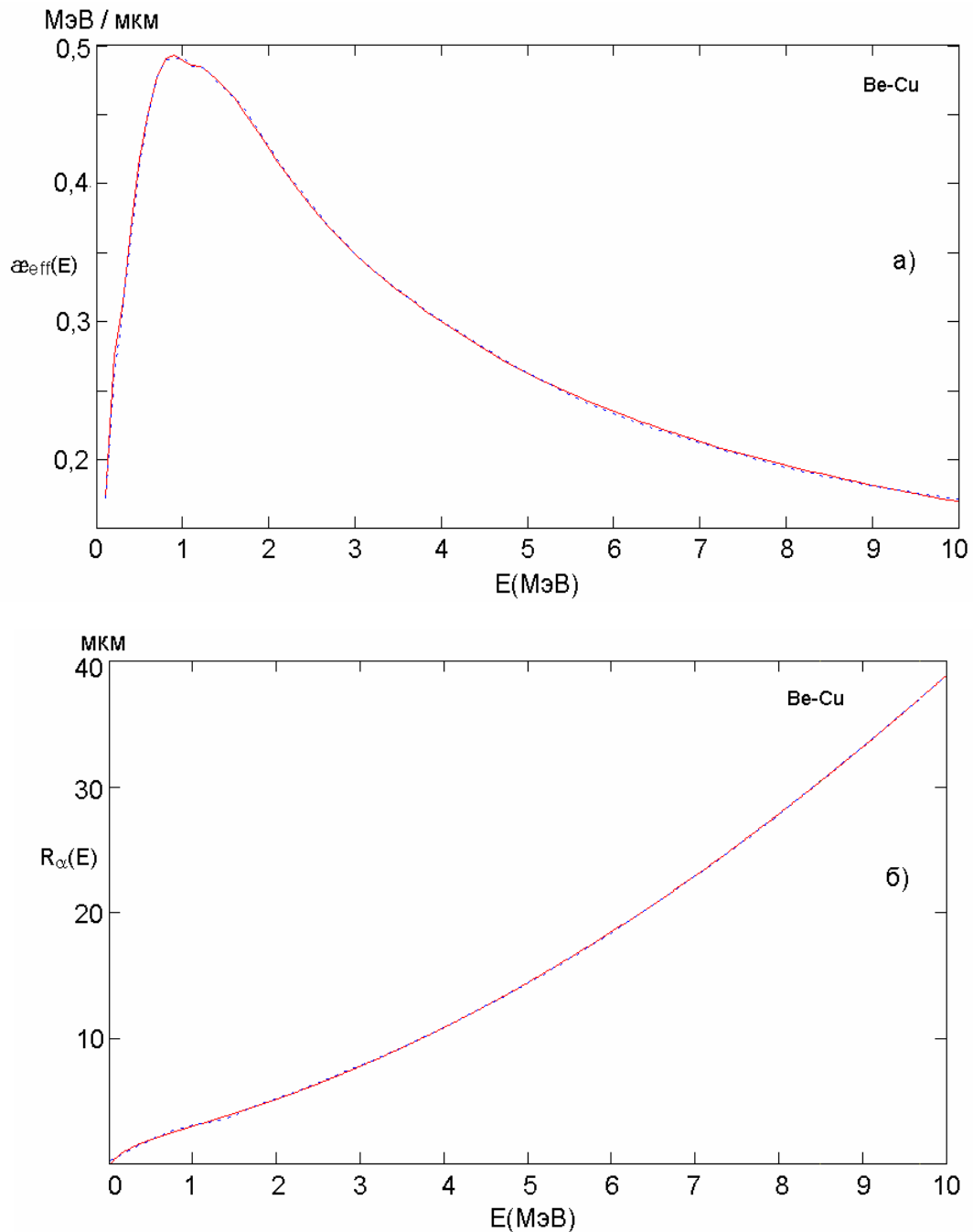


Рис.3. Эффективные тормозная способность альфа-частиц (а) и их пробег (б) в системе тонких пленок из бериллия и меди

Здесь C - константа, а $S(E)$, $M(E)$, $L(E)$ - корректирующие множители, позволяющие добиться наилучшего согласования результатов расчетов по формуле (1) с данными работы [4] включая особенности графика $\alpha(E)$, например, изломы. В (1) энергия ионов выражается в МэВ, а тормозная способность - в МэВ/мкм. Учитывая точность данных [4], можно полагать вполне приемлемой аппроксимацию $\alpha(E)$ выражением (1) с отклонениями в пределах 1 % от значений, указанных в таблицах монографии [4].

Перейдем к описанию функций (1) для различных веществ. При торможении ионов гелия в бериллии константы А, В, С равны А = 5,79; В = 1; С = 0,2196. Для корректирующих множителей имеем следующие выражения

$$S(E) = \{1 + 0,01 / [\operatorname{ch}(20 \cdot (E - 1,6))] \} \cdot \operatorname{th}[10 \cdot (E + 0,03)],$$

$$M(E) = \{1 + 0,12 / [1 + 6 \cdot (E - 0,8)^2] \} \cdot \{1 - 0,032 / \operatorname{ch}[10 \cdot (E - 1,1)] \} \cdot \{1 - 0,11 / \operatorname{ch}[30 \cdot (E - 0,3)] \} \cdot \{1 + 0,01 / \operatorname{ch}[15 \cdot (E - 1,2)] \} \cdot \operatorname{th}[E + 0,58], \quad (2)$$

$$L(E) = 1 + \{0,04 / [1 + 0,9 \cdot (E - 1)^2] \} + \{0,06 / [1 + 0,8 \cdot (E - 2)^2] \} +$$

$$+ \{0,03 / [1 + 0,9 \cdot (E - 3)^2] \} + \{0,06 / [1 + 0,9 \cdot (E - 4)^2] \} + \{0,023 / [1 +$$

$$+ 0,9 \cdot (E - 5)^2] \} + \{0,04 / [1 + 0,7 \cdot (E - 1,5)^2] \} + \{0,03 / [1 + 0,6 \cdot (E - 6)^2] \} -$$

$$- \{0,01 / [1 + 0,6 \cdot (E - 7)^2] \}.$$

График тормозной способности (2) для альфа-частиц в бериллии приведен на рис.2а. Как видим, формулой (2) удается передать характерные особенности (локальные экстремумы, изломы) кривой $v_e(E)$.

Для меди полагаем А = 3,5; В = 1,5; С = 0,8439, а корректирующие множители задаем формулами :

$$M(E) = \operatorname{th}(E + 0,985) \cdot \operatorname{th}[6,5 \cdot (E + 0,0074)] \cdot \{1 - 0,01 / [1 + 10 \cdot (E - 0,7)^2] \} \cdot \{1 - 0,01 / [1 + 2 \cdot (E - 2,7)^2] \} \cdot \{1 - 0,012 / \operatorname{ch}[14 \cdot (E - 0,6)] \};$$

$$S(E) = 1,033 \cdot \{1 + 0,005 / [1 + 10 \cdot (E - 1,1)^2] \} \cdot \{1 - 0,005 / [1 + 10 \cdot (E - 1,2)^2] \} \cdot (E + 0,65) / (E + 1); \quad (3)$$

$$L(E) = 1 + \{0,13 / [1 + 0,6 \cdot (E - 1,2)^2] \} - \{0,3 / [1 + 15 \cdot (E - 0,3)^2] \} +$$

$$+ \{0,03 / [1 + 8 \cdot (E - 0,8)^2] \} - \{0,0002 / [1 + 8 \cdot (E - 1,1)^2] \} - \{0,04 / [1 +$$

$$+ 15 \cdot (E - 1)^2] \} - \{0,01 / [1 + 0,5 \cdot (E - 5)^2] \}.$$

График тормозной способности меди $c_{Cu}(E)$ для альфа-частиц показан на рис.2б.

При прохождении потока быстрых альфа-частиц через эмиттер, состоящий из тонких (планируемая толщина $l_f < 0,1$ мкм) пленок бериллия и меди, потери энергии ионов будут определяться эффективной тормозной способностью этой композитной среды : $l_{\text{eff}}(E) = [l_{Be} \cdot v_e(E) + l_{Cu} \cdot c_{Cu}(E)] / (l_{Be} + l_{Cu})$. При равных толщинах медной и бериллиевой пленок зависимость эффективной тормозной способности эмиттера показана на рис.3а. Аналитическое представление $l_{\text{eff}}(E)$ вытекает из (2), (3) и соответс-

твует выбору в (1) $C = 0,6069$; $A = 1,4$; $B = 0,6$. В виду недостатка места корректирующие множители здесь не приводятся. С помощью $R_{\text{eff}}(E)$ вычисляем эффективный пробег альфа-частицы $R_{\text{eff}}(E)$ в эмиттере для $l_{\text{Be}} = l_{\text{Cu}}$. Отметим, что эффективный пробег является нелинейной функцией тормозных способностей меди и бериллия. Получена аналитическая аппроксимация пробега $R_{\text{eff}}(E)$ в эмиттере ВЭРИИТ, график которой дан на рис.3б. Для начальной энергии ионов 5 МэВ эффективный пробег составляет 14,4 мкм, т.е. при толщине отдельной пленки эмиттера 0,05 мкм на пробеге альфа-частицы разместиться не более 144 пар Ве-Си ячеек.

Неупругие потери альфа-частиц в эмиттере связаны, в основном, с ионизацией вещества пленок и генерацией хвоста сверхтепловых электронов. Эти электроны делятся на две группы: истинно вторичные электроны с энергией $E < 50$ эВ и так называемые δ -электроны с энергией в диапазоне $50 \text{ эВ} \leq E \leq E_m$, где максимальная энергия равна $E_m = 2722 \text{ эВ} \cdot (E_\alpha / 5 \text{ МэВ})$, а E_α - текущее значение энергии альфа-частицы. Для анализа релаксации быстрых электронов в материале эмиттера мы воспользовались данными работы [6] по тормозной способности меди и бериллия для электронов и аналогично предыдущему получили соответствующие аналитические аппроксимации [7].

В численных расчетах релаксации быстрых электронов часто используются различные модификации резерфордской формулы для сечений упругого рассеяния, учитывающие экранирование кулоновского поля ядра атомными электронами и другие эффекты (см., например, [6,8]). Так дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистских электронов на атомах с зарядовым числом Z_t записывается в виде

$$d\sigma_{\text{уп}}/d\Omega = 51,71 \cdot \sigma_m \cdot Z_t^2 / [E(\text{эВ}) \cdot (1 + \eta - \cos \theta)]^2, \quad \sigma_m = 10^{-16} \text{ см}^2, \quad (4)$$

где $\eta(E)$ - параметр экранирования, определяемый следующим выражением:

$$\eta = 4,335 \cdot [Z_t^{2/3} / E(\text{эВ})] \cdot \{1,13 + 51,08 \cdot [Z_t^2 / E(\text{эВ})]\}. \quad (5)$$

Однако для низких энергий электронов формула (4) заметно занижает сечение упругого рассеяния. Поэтому введем в выражение (5) корректирующий множитель, который подберем из условия, чтобы для атомарного кислорода ($Z_t = 8$) формула (4) давала значения, близкие к экспериментальным данным. В результате имеем [7]:

$$\eta_* = 2,6 \cdot \{Z_t^{2/3} / [15 \cdot Z_t^2 + E(\text{эВ})]\} \cdot \{1,13 + 51,08 \cdot [Z_t^2 / E(\text{эВ})]\}. \quad (6)$$

С учетом модификации параметра экранировки (6) выражение (4) позволяет правильно передать поведение упругих сечений для низких энергий электронов.

2. ДИНАМИКА ПОТОКА БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ЭМИТТЕРЕ

Пусть эмиттер занимает область $0 < z < d$, $f(z, \theta, E)$ - функция распределения быстрых частиц, θ - угол между направлением скорости частицы и осью z . Плотность потока альфа-частиц с энергией E равна $N(z, \theta, E) = v \cdot f(z, \theta, E)$. В приближении непрерывного замедления релаксация потока альфа-частиц в эмиттере описывается уравнением переноса: $\mu \cdot \partial N / \partial z = \partial \{ (E) \cdot N \}$, где $\mu = \cos \theta$. Граничное условие имеет вид: $N(0, \theta, E) = N_0(\theta, E)$. Согласно [9], в области $z > 0$ решение определяется формулой

$$N(z, \mu, E) = [1 / (E)] \cdot \int_0^E dE_0 \cdot N_0(\mu, E_0) \cdot \delta[z/\mu + R(E) - R(E_0)]. \quad (7)$$

Здесь $R(E)$ - пробег. В (7) условие $z / \mu + R(E) - R(E_0) = 0$ связывает энергию частицы на границе E_0 с текущей энергией E на глубине z , т.е. имеем $E_0 = E_0(z, E)$. При аппроксимации тормозной способности степенной функцией $(E) = * / (1 + E/E_*)^v$, где $v > 0$, получаем $E_0 / E_* = \{(1 + E / E_*)^{v+1} + \xi\}^\sigma - 1$. Здесь $R_* = E_* / [* \cdot (1 + v)]$, $\sigma = 1 / (1 + v)$, $\xi = z / \mu \cdot R_*$, а глубина проникновения альфа-частиц ограничена слоем $0 \leq \xi \leq \xi_m$ т.е. $z \leq z_m = R_* \cdot \xi_m \cdot \cos \theta$, $\xi_m = \{(1 + E / E_*)^{v+1} - 1\}$. Отсюда видно, что при начальной энергии моноэнергетического пучка ионов E_0 на глубине $z < R_* \cdot \xi_m$ их угловое распределение будет локализовано в конусе $0 \leq \theta \leq \theta_m$, где $\theta_m = \arccos(z / R_* \cdot \xi_m)$. Из (7) получаем распределение частиц $N(z, \mu, E) = N_0(\mu, E_0) \cdot (E_0) / (E)$, $E_0 = E_0(z/\mu, E)$. Рассмотрим интегральный по углу θ и энергии E поток альфа-частиц в эмиттере j . Если на границе задан моноэнергетический поток с изотропным распределением по направлениям импульса в передней полусфере: $N_0(\mu, E_0) = [j_z(0) / \pi] \cdot \delta(E_0 - E_b)$, то поток частиц убывает вглубь эмиттера по закону $j_z(z) / j_z(0) = 1 - (z / R_b)^2$, где R_b - пробег частицы с энергией E_b . В случае анизотропного распределения ионов на границе $N_0(\mu, E_0) \sim \cos^2 \theta$ имеем более медленное затухание потока с глубиной $j_z(z) / j_z(0) = 1 - (z / R_b)^4$. Отметим, что при вычислении пробегов ионов в эмиттере следует использовать эффективную тормозную способность $_{eff}(E)$. С помощью $_{eff}(E)$ нетрудно вычислить и кривую Брэгга (средние потери энергии частиц потока на единицу длины пути) [7].

3. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ПЛЕНОК ЭМИТТЕРА

Обсудим вкратце индуцированную ионами эмиссию электронов из тонких пленок эмиттера учитывая имеющиеся данные по характеристикам

электронного излучения (см., например, [10]). Пусть Δ - полный выход вторичных электронов (ВЭ) из пленки на один бомбардирующий ион. До 90 % вклада в Δ дают истинно вторичные электроны ($E < 50$ эВ). Типичный энергетический спектр ВЭ имеет пик распределения для энергий ВЭ порядка нескольких эВ и быстрое убывание с ростом энергии. Нами получены степенеподобные аппроксимации экспериментальных спектров ВЭ. В имеющихся теоретических моделях вторичной электронной эмиссии считается, что выход Δ пропорционален тормозной способности среды. В металлах ВЭ выходят с типичных глубин l_3 , порядка десятков ангстрем, в изоляторах l_3 - больше примерно на порядок. Выход ВЭ определяется также энергией, выделяемой ионом вблизи поверхности пленки. Поэтому при падении иона под углом φ к нормали выход Δ пропорционален $1/\cos \varphi$ [10]. При бомбардировке многозарядными ионами эмиссия вторичных электронов резко усиливается и выход может достигать значений (60÷1000) электр./ион. Кроме того эмиссия ВЭ увеличивается на один-два порядка величины при облучении материалов с отрицательным электронным средством, имеющих большую диффузионную длину.

Из указанного выше вытекает следующее. Во-первых, ионы, летящие под углом φ относительно нормали к поверхности пленок, дают повышенную $\sim 1/\cos \varphi$ эмиссию ВЭ из каждой бинарной ячейки. Поэтому при малой толщине пленок полное число эмиттирующих ВЭ (из всех бинарных ячеек) не зависит от угла падения φ , т.е. эффективность генерации тока в батарее не зависит от углового распределения ионов на входе в эмиттер. Во-вторых, выход ВЭ из отдельной пленки оптимален при энергии иона, соответствующей максимуму тормозной способности. Для пленки из бериллия имеем $\Delta_{\max} \approx 0,33$ МэВ/мкм при энергии альфа-частицы $E_\alpha = 0,9$ МэВ. В случае медной пленки получаем $\Delta_{\max} \approx 0,65$ МэВ/мкм для энергии иона 1,1 МэВ. Следовательно, в эмиттере максимум генерации электрического тока эмиттирующими ВЭ приходится на ячейки, в которых энергия альфа-частицы порядка 1 МэВ. С точки зрения технологии изготовления пленок, в частности, обеспечения их сплошности, воспроизводимости эмиссионных свойств и т.д., оптимальными являются толщины $l_f \approx (100 \div 500)$.

При оценках радиационной стойкости эмиттера в качестве характерной величины потока ионов принималось значение $\Phi_* = 10^{10}$ частиц/см²·с, что соответствует набору за час флюенса $J_\alpha = 3,6 \cdot 10^{13}$ ионов/см² . В течение часа доза составит: в бериллии $D(\text{Be}) = (1,2 \div 5) \cdot 10^{-9}$ с.н.а., а при облучении меди $D(\text{Cu}) = (5,9 \div 29,7) \cdot 10^{-9}$ с.н.а., что не приведет к существенному изменению физических свойств пленок эмиттера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балебанов В.М., Моисеев С.С., Карась В.И., Карась И.В., Кононенко С.И., Колесник В.Т., Муратов В.И. Вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока//Атомная энергия. 1998. Т.84. № 5. С.398-403.
2. Балебанов В.М., Карась В.И., Карась И.В., Кононенко С.И., Моисеев С.С., Муратов В.И., Нагучев О.Ю. Неравновесные стационарные распределения электронов с потоком по спектру в твердотельной плазме и их использование. // Физика плазмы. 1998. Т.24. № 9. С.789-807.
3. Алтайский М.В., Балебанов В.М., Ерохин Н.С., Моисеев С.С. Некоторые вопросы применения степенной статистики для прямого преобразования ядерной энергии в электричество. // Препринт ИКИ РАН, Пр-2019. М. ИКИ РАН. 2000. - 24 С.
4. Пучеров Н.Н., Романовский С.В., Чеснокова Т.Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1-100 МэВ. Киев: Наукова Думка. 1975. 294 с.
5. Оцуки Е.Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир. 1985. 277 с.
6. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М.: Энергоатомиздат . 1986. 168 с.
7. Балебанов В.М., Ерохин Н.С., Зольникова Н.Н., Михайловская Л.А., Моисеев С.С., Панков В.М. Процессы релаксации потоков быстрых альфа-частиц в эмиттере радиоизотопного источника тока. //Препринт ИКИ РАН. Пр-2036. М. ИКИ РАН. 2001. 36 С.
8. Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Взаимодействие авроральных электронов с атмосферными газами. СПб: Наука. 1992. 144 с.
9. Ремизович В.С., Rogozкин Д.Б., Рязанов М.И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат.1988. 240 с.
10. Ковалев В.П. Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат. 1987. 177 с.

РАДИАЦИОННО - ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА
ЗОЛОШЛАКОВЫХ ОТХОДОВ

Дмитриев И.А*., Матухин В.Л*., Матухин Е.Л.**

Казанский государственный энергетический университет**Государственный научно-исследовательский институт химических продуктов, г.Казань*Введение

Принятие в последнее время нормативных актов по радиационной безопасности [1, 2], обуславливает необходимость проведения радиационно

- экологического контроля как энергоносителей, так и продуктов их сгорания на тепловых электростанциях.

Особенность обеспечения радиационно-экологической безопасности и контроля в энергетическом комплексе торфоугольного направления определяется главным образом спецификой основного объекта этого контроля, которым являются золошлаковые отходы (ЗШО), обогащаемые естественными радионуклидами (ЕРН) при сжигании радиоактивно загрязненных энергоносителей на тепловых электростанциях. Актуальность данных исследований возрастает в связи с перераспределением в последнее время удельных объемов использования различных энергоносителей, приводящей к увеличению доли использования высокозольного угля. В перспективе, учитывая тенденции роста промышленного производства и потребности в электроэнергии, доля твердого топлива в общем топливном балансе будет возрастать, что приведет к увеличению текущего выхода ЗШО. В связи с тем, что ЗШО с одной стороны является ценным минеральным сырьём, а с другой стороны, крайне негативно воздействует на окружающую среду в зоне расположения золоотвала, предпринимаются усилия по утилизации ЗШО. Основными областями применения ЗШО являются строительная индустрия (производство искусственных заполнителей, изготовление строительных материалов и т.д.), планировка территорий (обратная засыпка, рекультивация отработанных карьеров), дорожное строительство (земляное полотно), а также сельское хозяйство (минеральные удобрения).

Кроме того, сжигание угля на ТЭС служит дополнительным источником облучения населения, проживающего вокруг станции (ингаляционное поступление во время прохождения шлейфа выброса, внешнее излучение, ингаляционное и пероральное поступление в организм человека радионуклидов, отложившихся на поверхности земли). Поэтому полная оценка радиационно-экологических свойств энергетического топлива должна играть большую роль при формировании структуры топливопотребления отдельных регионов.

Результаты измерений

В представленном докладе приведены результаты предварительного обследования удельной активности ЕРН угля, шлаковых и легких зольных фракций продуктов его сгорания (см. таблицу). Измерения активности радионуклидов выполнены на сцинтилляционном гамма-спектрометре. Применённая методика основана на регистрации сцинтилляционных спектров гамма-излучения, испускаемого веществом образца. Обработка спектров, расчёт значений активности и погрешностей производился на ПЭВМ с использованием программного обеспечения “Прогресс”. Кроме

того, была получена вспомогательная величина - эффективная удельная активность $A_э$, определённая через удельные активности A_i по формуле:

$$A_э = A_{Ra} + 1,31A_{Th} + 0,085A_K. \quad (1)$$

Таблица

Радионуклиды	Активность золы, Бк/кг	Активность шлака, Бк/кг
Cs-137	11 ± 5	21 ± 7
K-40	260 ± 70	570 ± 100
Th-232	70 ± 11	128 ± 16
Ra-226	60 ± 20	90 ± 20

Полученные результаты привели к следующим значениям эффективной удельной активности:

$$A_э (\text{зола}) = 170 \pm 20 \text{ Бк/кг};$$

$$A_э (\text{шлак}) = 300 \pm 30 \text{ Бк/кг}.$$

Представляет интерес сравнить полученные значения активности для золошлаковых отходов, образующихся при сжигании каменного угля. Хотя концентрация радионуклидов в разных угольных пластах различается в сотни раз, в основном уголь содержит меньше радионуклидов, чем земная кора в среднем. Но при сжигании угля большая часть его минеральных компонентов спекается в шлак и золу, куда в основном и попадают радиоактивные вещества. Большая часть золы и шлака остаются на дне топки электросиловой станции. Однако более легкая зольная пыль уносится тягой в трубу электростанции. Количество этой пыли зависит от отношения к проблемам загрязнения окружающей среды и от средств, вкладываемых в сооружение очистных устройств.

Облака, извергаемые трубами тепловых электростанций, приводят к дополнительному облучению людей, а оседая на землю, частички могут вновь вернуться в воздух в составе пыли. Согласно текущим оценкам, производство каждого гигаваатт-года электроэнергии обходится человечеству в 2 чел-Зв ожидаемой коллективной эффективной эквивалентной дозы облучения, по данным [3], например, ожидаемая коллективная эффективная эквивалентная доза от всех работающих на угле электростанций во всём мире составила около 2000 чел-Зв.

Из полученных нами результатов видно, что активность Cs-137, K-40 и Th-232 в золе оказалась примерно в два раза ниже, чем в шлаке. При этом активность радия в золе ниже только на 30 %, чем в шлаке. В результате эффективные удельные активности золы и шлака соотносятся между собой

как один к двум. Исследованные нами образцы золы и шлака относятся к первому классу по ГОСТ 30108-94 и могут применяться без ограничений. Надо заметить, что концентрация нуклидов в каменном угле может колебаться в пределах двух порядков, например, от 0,7 до 70 Бк/кг для К-40, от менее 3 до 520 Бк/кг для U-238 и от 3 до 320 Бк/кг для Th-232 [4]. В этих же пределах может изменяться содержание естественных радионуклидов в продуктах сгорания: золе, шлаке и дымовых выбросах. Поэтому имеется вероятность обнаружения на контролируемых объектах энергетики продуктов сгорания топлива, относящихся к более высокому классу с ограниченными условиями использования и утилизации.

Следует отметить, что радиоактивный газ радон не улавливается современными действующими очистными сооружениями. Согласно проведенным исследованиям выброс радона - 222 составляет около 60 ГБк на 1 ГВт электроэнергии в год [5], что требует дополнительного изучения.

Выводы

Шлаковые несгораемые минеральные фракции, содержащие ЕРН, могут являться дополнительным источником радиоактивного загрязнения не только самих объектов электроэнергетики, но и при их дальнейшем использовании и утилизации.

Проведенные исследования подтверждают необходимость создания действующей системы радиационного контроля энергоносителей и продуктов их сгорания, а также соответствующей оценки эффективности улова газовых выбросов, переработки и утилизации золошлаковых отходов и учёта их влияния на окружающую среду.

Литература

1. Федеральный закон "О радиационной безопасности населения" (введен в действие 17.01.96);
 2. *Белюсенко Н.А., Трыков Л.А., Ярына В.П.* Концептуальное обоснование создания федеральной системы радиационно-экологической безопасности и контроля в ТЭК России.
 3. Радиация. Дозы, эффект, риск. Пер. с англ. М.: Мир, 1988, 79 с.
 4. *Мусеев А.А., Иванов В.И.* Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1990.
 5. United Nations. Ionizing radiation: sources and biological effects. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. 1982. Report to the General Assembly, with annexes, U.N. New York, 1982.
-

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ПЕРЕРАБОТКИ НЕФТЕШЛАМОВ

Саяхов Ф.Л., Паймурзина Н.Х., Черепанов А.Н., Суфьянов Р.Р.

Бакирский ГУ, физический факультет

В результате аварийных ситуаций, как следствие производственной деятельности в районах нефтедобычи и нефтеперерабатывающих предприятий в нашей стране накопилось огромное количество нефтешламных амбаров, которые усугубляют экологическую ситуацию, т.к. проникают в почву, испаряются в атмосферу и попадают в источники воды.

Нефтяные шламы, накапливаемые в амбарах, представляют собой водонефтяную эмульсию с большим количеством механических примесей. Неизбежность их накопления в районах жизнедеятельности нефтедобывающих предприятий, разнообразие их видов, технологическая сложность переработки пока не позволяет говорить об эффективном решении этой проблемы. Это связано с аномально высокой устойчивостью амбарных эмульсий и содержанием различных механических примесей. Агрегативная устойчивость эмульсии вызвана присутствием в нефти высокомолекулярных полярных компонентов (смола, парафины, асфальтены и др.), которые адсорбируются на поверхности капель воды, образуя защитные оболочки (бронирующие оболочки), препятствующие слиянию, укрупнению и оседанию капель.

Эмульсионные капли находятся в постоянном хаотическом движении, при этом они хотя и сталкиваются, но не сливаются из-за наличия бронирующей оболочки. Для стойких эмульсий нефтешлама считается, что практически все имеющиеся полярные поверхностно-активные компоненты (асфальтены, смолы) адсорбированы на поверхности глобулы воды в тонком слое. Поэтому бронирующую оболочку эмульсионной капли можно характеризовать как нефть очень высокой вязкости и с повышенным содержанием (свыше 10%) полярных асфальто-смолистых компонентов. Область дисперсии диэлектрической проницаемости, как было экспериментально показано ранее [1, 2], для такой нефти находится вблизи 2 МГц. Поэтому мы полагаем, что если частота воздействующего электрического поля находится в этой области, то такое поле может оказать эффективное воздействие на бронирующую оболочку.

Следовательно, методы воздействия на водонефтяную эмульсию, направленные на снижение агрегативной устойчивости, разрушение бронирующих оболочек эмульсионных капелек и создание благоприятных условий для их коалесценции могут составить основу технологии утилизации продукции нефтешламных амбаров.

В этом отношении представляет практическое значение исследование резонансного взаимодействия высокочастотного электромагнитного поля (ВЧ ЭМП) с полярными компонентами тяжелых нефтей, которые в первую очередь и обуславливают агрегатную устойчивость углеводородных систем.

Из-за повышенного содержания полярных тяжелых компонентов углеводородная часть нефтешламов в электрическом отношении представляет полярную систему, диэлектрическая проницаемость которой характеризуется комплексной величиной

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_0 [\varepsilon'(\omega, T, P) - j\varepsilon''(\omega, T, P)] \quad (1)$$

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2}; \quad \varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{1 + (\omega\tau)^2} (\omega\tau); \quad (2)$$

$$\varepsilon_c - \varepsilon_\infty = \Delta\varepsilon = \frac{\eta d^2}{3kT}; \quad \omega_p \approx \frac{1}{\tau} = \frac{kT}{4\pi\eta a^3} \quad (3)$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, ε' и ε'' действительные и мнимые части комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\varepsilon}$, зависящие от частоты внешнего (ВЧ ЭМП) ω , температуры T и давления P ; τ - время релаксации, k - постоянная Больцмана, d - дипольный момент, a - радиус молекулы, η - вязкость, ε_c и ε_∞ - значения ε' соответственно при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$, ω_p - резонансная частота.

При воздействии на среду с характеристиками (1)-(3) внешнего мощного ВЧ ЭМП вида

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}; \quad (4)$$

в рабочей среде возникают распределенные источники тепла, объемные пондеромоторные силы и моменты сил электромагнитного происхождения, среднее значение по периоду которых определяются выражениями

$$q^{(e)} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon'' (\vec{E}_0 \vec{E}_0^*) = \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon' \operatorname{tg} \delta_0}{2} (\vec{E}_0 \vec{E}_0^*); \quad (5)$$

$$\vec{F}^{(e)} = -\frac{\varepsilon_0 (\vec{E}_0 \vec{E}_0^*)}{2} \Delta \varepsilon'; \quad \vec{K}^{(e)} = -\frac{j\varepsilon_0 \varepsilon''}{4} [\vec{E}_0 \times \vec{E}_0^*]; \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \varepsilon' / \varepsilon'' \quad (7)$$

Взаимодействие интенсивного ВЧ ЭМП с эмульсионной системой является поляризационным. Поляризационное взаимодействие ВЧ ЭМП с полярной жидкостью, как было показано выше, сопровождается нагревом среды. Причем нагрев фаз эмульсионной системы происходит с разными

скоростями. Это обуславливает наличие градиента температуры на межфазной поверхности, обуславливающего возникновения на этой границе температурных напряжений. Повышение температуры, снижающее поверхностное натяжение на фазовой границе вода – углеводородная жидкость, а также возникающие на этой границе температурные напряжения при воздействии ВЧ ЭМП на эмульсионные системы обуславливают снижение ее агрегативной устойчивости. Возникновение значительных сил электромагнитного происхождения, действующих на пленку межфазного раздела из-за резкого различия диэлектрических характеристик эмульсионной капли и окружающей её среды приводит к деформации и разрушению бронирующей оболочки и слиянию капель.

На нефтешлам в электромагнитном поле действуют ponderomotorные силы (рис.1). Эти силы приводят к перемещению более полярной эмульсионной капли воды в менее полярной дисперсионной среде (нефть) в область большей напряжённости поля. Также в неоднородном электрическом поле вещество с большей диэлектрической проницаемостью втягиваются в область с большим градиентом поля. Эти обстоятельства способствуют разделению смеси с разными диэлектрическими характеристиками в неоднородном электрическом поле на составляющие.

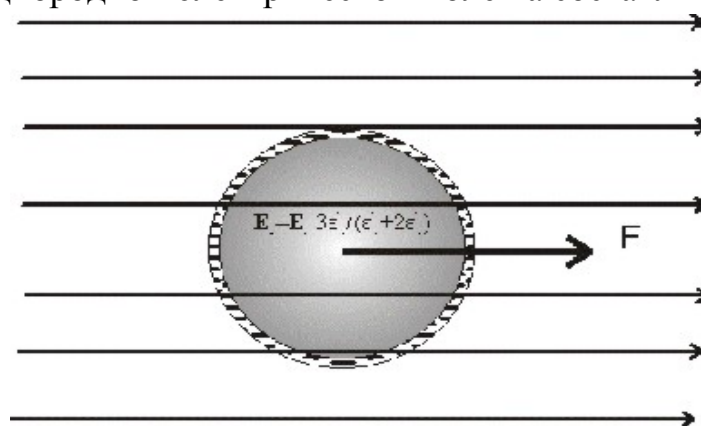


Рис.1. Эмульсионная капля в неоднородном ($\text{grad } E$) электромагнитном поле

Нами были проведены экспериментальные исследования воздействия ВЧ ЭМП на нефтешлам. Исследованы электрофизические и реологические свойства нефтешламов, отобранных в НГДУ «Туймазанефть» и «Аксаковнефть». Содержание воды для образца, отобранного в НГДУ «Туймазанефть», составляет менее 1%, т.к. образец был взят с верхнего слоя амбара, а содержание воды для образца «Аксаковнефть» порядка 10%.

Реологические свойства были изучены с помощью ротационного вискозиметра типа «РЕОТЕСТ 2», а электрофизические свойства – на куметре Е4-11 в диапазоне частот 30МГц-100МГц. Нефтешлам обрабатывался на промышленной высокочастотной установке при мощности 600 Вт и рабочей частоте 81,36 МГц. Образец массой 50г

подвергали высокочастотной электромагнитной обработке в течении 1 минуты. При удельной поглощаемой мощности от 1.5 до 3 Вт/г происходил нагрев образца на 50-70°C.

Исследование показали, что реологический метод не фиксирует изменение вязкости нефтешлама в данном температурном интервале после обработки его ВЧ ЭМП. Из рисунка 2 видно, что изменение вязкости не наблюдается.

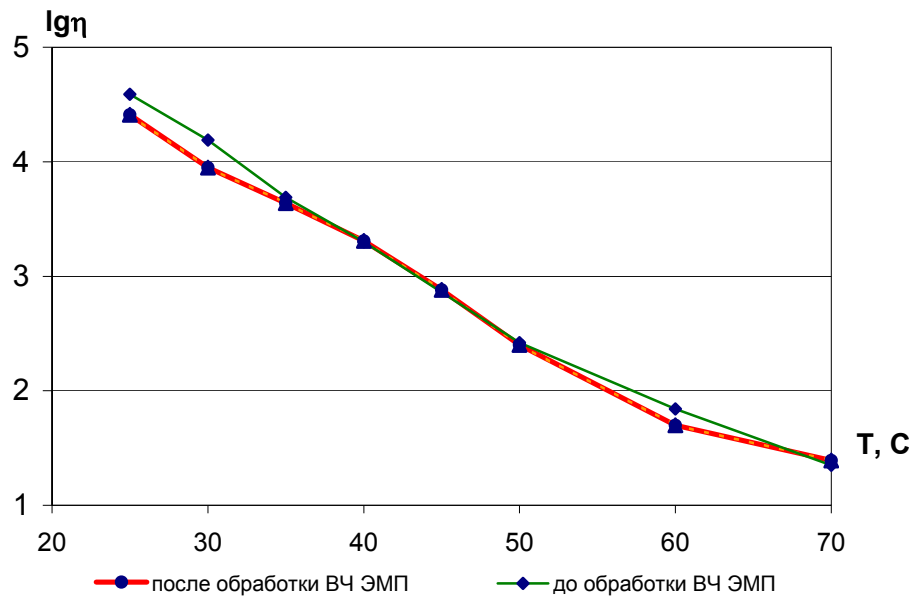


Рис. 2. Зависимость $\lg\eta$ от температуры до и после обработки ВЧ ЭМП для нефтешлама отобранного в НГДУ «Аксаковнефть»

А в случае электрофизических исследований, как видно из рисунка 3, происходит существенное изменение диэлектрической проницаемости, она уменьшается с 5.2 до 3 при 30МГц.

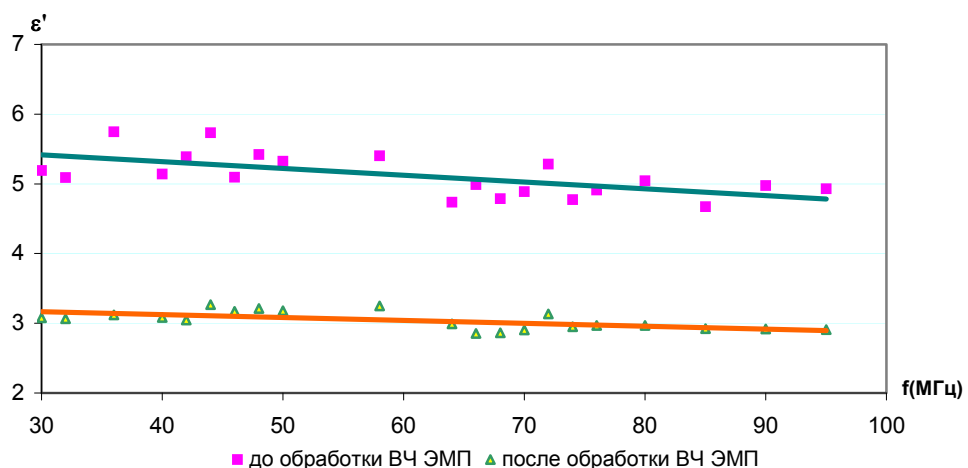


Рис. 3. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости от частоты до и после обработки ВЧ ЭМП

Уменьшение абсолютного значения диэлектрической проницаемости вызвано отслоением воды. Что касается тангенса диэлектрических потерь, после воздействия ВЧ ЭМП, полностью исчезает рост $\text{tg}\delta$ от частоты. При этом также уменьшилось абсолютное значение $\text{tg}\delta$ (рис. 4).

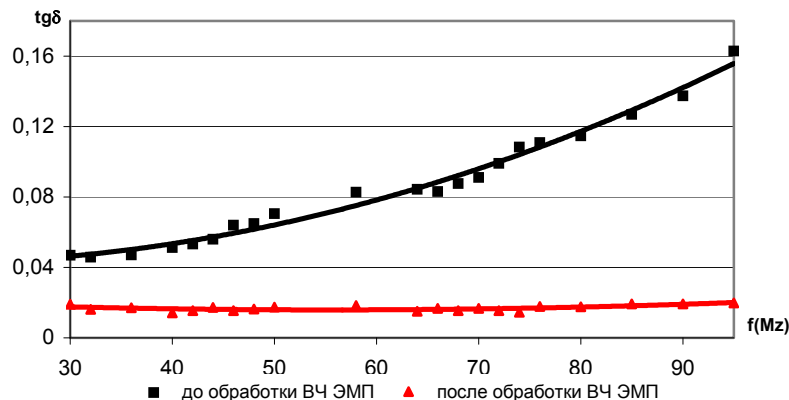


Рис. 4. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от частоты

Данные этих исследований свидетельствуют о том, что возможно применение энергии ВЧ ЭМП для эффективной переработки продукции нефтешламных амбаров в промышленных условиях.

Литература

1. Саяхов Ф.Л., Хакимов В.С., Байков Н.М. и др. Диэлектрические свойства и агрегативная устойчивость водонефтяных эмульсий. – Нефтяное хозяйство, 1979, №1, с.36-39.
2. Саяхов Ф.Л., Хакимов В.С. Исследование устойчивости водонефтяных эмульсий в ВЧ ЭМП. – Электронная обработка материалов, 1983, №6, с.15-18

МЕТОДЫ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ СИММЕТРИЧНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ЦЕЛЕЙ БИОМОНИТОРИНГА

Чупрунов Е.В., Гелашвили Д.Б., Радаев А.А.

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

Важнейшим фундаментальным свойством многих объектов материального мира является симметрия, т.е. инвариантность относительно различного рода преобразований. Вид этих преобразований определяет тип симметрии рассматриваемого объекта. Чаще всего под симметрией понимают инвариантность относительно изометрических (не изменяющих длин отрезков) преобразований пространства – поворотов, отражений в

плоскости, инверсии в точке, параллельных переносов пространства, а также всевозможных их комбинаций. Однако, можно говорить о симметрии относительно перестановок отдельных частей системы, о симметрии подобия и т.д. [1].

Симметрия является важнейшим признаком живых организмов [2]. В процессе онтогенетического развития организм из наиболее симметричного состояния, которому соответствует, например, однородность окружающей среды во всем ее объеме переходит в менее симметричное состояние. Этот переход может быть описан как нарушение симметрии и может быть исследован экспериментально [3]. Так, например, исходная клеточная структура обладает симметрией, при которой состояния клеточной культуры в целом неразличимы. При переносе клеточной культуры в среду для регенерации различия клеток проявляются в их способности развиваться в эмбриониды. При этом исходная симметрия нарушается, поскольку теперь неразличимы состояния лишь отдельно взятых клеток и т.д.

Часто естествознание представляет симметрию различных систем таким образом, что система либо симметрична, либо не симметрична. Это означает, что она либо инвариантна относительно некоторых преобразований пространства, либо нет. Однако, в природе чаще всего встречаются лишь приблизительно симметричные системы, об инвариантности которых относительно операций симметрии можно говорить лишь приблизительно. Приблизительная симметрия может возникать, например, в результате некоторых процессов, которые сопровождаются нарушением идеальной симметрии систем. К такому типу нарушений симметрии можно отнести, например, т.н. флуктуирующую асимметрию, под которой понимают незначительные случайные отклонения от строгой билатеральной симметрии биологических объектов [4]. Уровень отклонения симметрии биообъектов от идеальной может служить оценкой влияния стрессовых воздействий окружающей среды. В связи с этим возникает задача об определении и способах расчетов (измерений) некоторых количественных характеристик, которые отражали бы степень симметричности конкретных систем.

Рассмотрим задачу определения степени инвариантности конечных (т.е. ограниченных в пространстве) биологических систем относительно различных изометрических операций (т.е. движений пространства). Аналогичная задача рассматривается в теории симметрии кристаллов, когда кристаллическая структура или кристаллический многогранник не совсем симметричен относительно тех или иных изометрических преобразований пространства.

Простейшей моделью таких систем может быть функция трех переменных $f(x_1, x_2, x_3)$, интегрируемая в ограниченной области изменения

ее аргументов. Тогда можно говорить о степени инвариантности этой функции относительно некоторого оператора \hat{g} преобразования координат x_1, x_2, x_3 .

Величина, дающая количественное выражение для степени инвариантности относительно преобразования координат, должна представлять собой число, которое ставится в соответствие каждой функции, т.е. должна быть функционалом. При этом функционал должен изменяться от -1 до 1. Значение +1 должно соответствовать случаю, когда функция $f(x_1, x_2, x_3)$ полностью инвариантна (симметрична) относительно данной операции \hat{g} , значение -1 – когда функция $f(x_1, x_2, x_3)$ полностью антисимметрична относительно операции \hat{g} . Если функция $f(x_1, x_2, x_3)$ неотрицательна, то значения функционала могут принимать значения из интервала от 0 до 1. Из этого следует, что функционал должен принимать экстремальные значения для полностью симметричных и полностью антисимметричных функций, причем его экстремальные значения равны +1 и -1.

Среди множества функционалов, удовлетворяющих сформулированным условиям, хорошо известна свертка функций, которая широко применяется в различных областях физики и разделах математики [5]. В частности, аналогичные функционалы были предложены и используются для оценки степени инвариантности атомных структур псевдосимметричных кристаллов относительно изометрических преобразований пространства.

Таким образом, под степенью инвариантности действительной функции $f(x_1, x_2, x_3)$ относительно некоторого преобразования \hat{g} будем понимать функционал $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)]$, представляющий собой свертку

$$\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = \frac{\int_{\Omega} f(x_1, x_2, x_3) f(\hat{g}(x_1, x_2, x_3)) dx_1 dx_2 dx_3}{\int_{\Omega} f(x_1, x_2, x_3)^2 dx_1 dx_2 dx_3} \quad (1)$$

где интегрирование ведется по всей области Ω определения функции $f(x_1, x_2, x_3)$. Данный функционал удовлетворяет сформулированным выше требованиям к степени инвариантности функции относительно изометрических преобразований.

Из определения величины $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)]$ следуют ее основные свойства. Не трудно видеть, что данная свертка зависит как от вида функции $f(x_1, x_2, x_3)$, так и от вида операции \hat{g} . Нетрудно видеть, что если областью определения аргументов является все множество действительных чисел и при этом функция $f(x_1, x_2, x_3)$ представляет собой константу, то $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = 1$. Если операция \hat{g} является единичным (тождественным) преобразованием,

то независимо от вида функции $f(x_1, x_2, x_3)$ и области определения ее аргументов $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = 1$.

Пусть теперь функция $f(x_1, x_2, x_3)$ не является константой или (и) область определения ее аргументов отличается от множества всех действительных чисел. Если она полностью инвариантна относительно преобразования аргументов, которое описывается оператором \hat{g} , то $f(x_1, x_2, x_3) = f(\hat{g}(x_1, x_2, x_3))$, и, следовательно, $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = 1$. Если она антисимметрична относительно данного преобразования, то $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = -1$. Если $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)] = 0$, то можно считать, что функция $f(x_1, x_2, x_3)$ полностью не инвариантна (асимметрична) относительно преобразования \hat{g} . Другие значения функционала $\eta_{\hat{g}}[f(x_1, x_2, x_3)]$ соответствуют различным величинам степени симметричности (антисимметричности) функции $f(x_1, x_2, x_3)$ относительно преобразования \hat{g} .

В качестве примера рассмотрим применение свертки (1) для определения степени симметричности листа растения. Рассмотрим схематическое изображение листа (рис.1).

Из рисунка видно, что лист полностью инвариантен относительно отражения в плоскости симметрии, обозначенной буквой m . Это означает, что если мы выберем на листе некоторую произвольную точку A , опустим из нее перпендикуляр Am на плоскость m и продлим этот перпендикуляр на такое же расстояние mA' , то точка A' , расположенная на конце этого отрезка, будет полностью тождественна точке A .

Количественно с помощью функционала (1) этот результат можно получить следующим образом. Введем функцию $f(x_1, x_2, x_3)$, которая равна 1 в точках, расположенных на поверхности листа, и равна нулю во всех остальных точках. Выберем оси ортогональной системы координат таким образом, чтобы ось X_1 была перпендикулярна плоскости симметрии m и начало координат O лежало на этой плоскости (рис.1). Тогда операция отражения в плоскости m связывает точки с координатами (x, y) и $(-x, y)$. Для абсолютно симметричного листа значения функции в этих точках равны, т.е.

$$f(x, y) = f(-x, y). \quad (2)$$

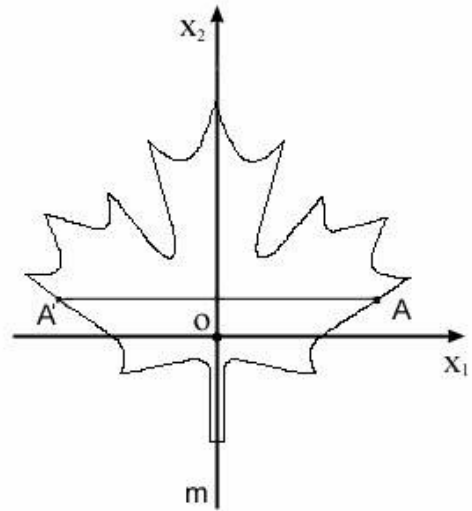


Рис.1. Схематическое изображение листа, инвариантного относительно отражения в плоскости симметрии m

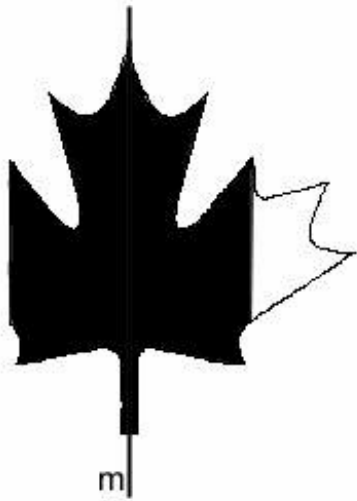


Рис.2. К определению степени инвариантности листа относительно отражения в плоскости m

поверхности листа. На рис.2 симметричная область залита черным цветом.

Не трудно убедиться, что относительно отражения в плоскости m инвариантна часть листа, залитая черным цветом. Интеграл $\int_{\Omega} f(x, y)f(-x, y)ds$, который берется по всей площади листа (зачерненной и незачерненной) будет равен зачерненной площади (напомним, что функция $f(x_1, x_2)$ принимает значения 0 и 1). Действительно, произведение функций $f(x, y)f(-x, y)$ отлично от нуля только для тех точек, для которых функции $f(x, y)$ и $f(-x, y)$ одновременно не равны нулю. Пары таких точек находятся лишь в зачерненной области листа на рис.2. Интеграл $\int_{\Omega} [f(x, y)]^2 ds$ в знаменателе выражения (1), равен площади листа, и отношение (1) представляет собой отношение площадей симметричной и полной площади листа.

Измеряя площади изображенного на рис.4 листа, можно получить, что степень его инвариантности относительно отражения в плоскости m равна 0.75.

Мы рассмотрели простейший случай, когда функция $f(x_1, x_2, x_3)$ принимает лишь два значения – 0 и 1. Это соответствует случаю «гладкого» листа, на котором мы не учитываем какие-либо детали строения. Однако, для более точного описания структуры поверхности листа можно использовать и более сложные функции. Формализм определения степени инвариантности листа относительно отражения в

Тогда интеграл $\int_{\Omega} f(x, y)f(-x, y)ds$ по всем точкам из области Ω , совпадающей с поверхностью листа, численно равен площади листа. Этому же значению равен и интеграл, находящийся в знаменателе выражения (1) $\int_{\Omega} [f(x, y)]^2 ds$, так что для абсолютно симметричного листа получаем $\eta_m [f(x, y)] = 1$.

Рассмотрим теперь лист, форма которого не совсем симметрична, т.е. лишь частично инвариантна относительно отражения в плоскости m (рис.2). Это означает, что соотношение (2) выполняется лишь для части точек из области Ω' , принадлежащих симметричной области залита черным

плоскости в этом случае не будет отличаться от описанного выше, однако интегралы в числителе и знаменателе дроби уже не могут быть интерпретированы как площади каких-либо частей листа.

Довольно часто необходимо оценить степень симметричности системы по каким-либо дискретным параметрам, которые характерны для данной системы. Так, например, показателем симметричности может быть число и взаимное расположение жилок на поверхности листа. Для этого можно использовать упрощенные способы оценки степени симметричности. Они также определяются некоторым заданием функции $f(x_1, x_2, x_3)$. Рассмотрим один из способов оценки симметричности листа, который состоит в следующем. Разобьем поверхность листа на равновеликие площади, например, квадраты (рис.3).

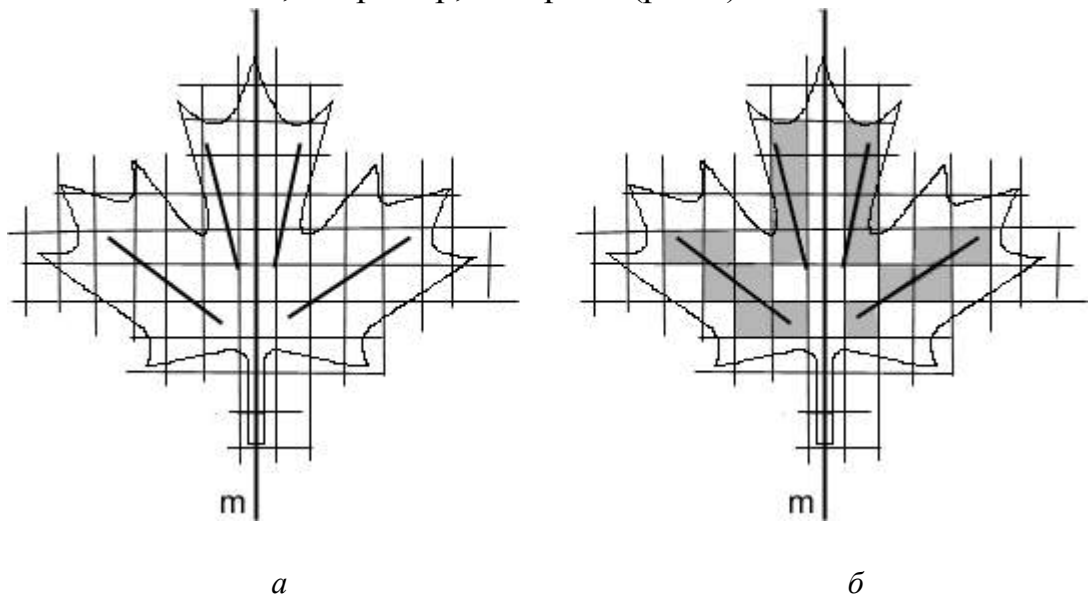


Рис.3. К определению степени симметричности в расположении жилок на поверхности листа

Ведем функцию $f(x_1, x_2)$, которая равна 1 в точках квадрата, через который проходит одна из жилок, и нулю в точках всех остальных квадратов. На рис.3(б) квадраты, в точках которых функция $f(x_1, x_2)$ имеет значение 1, залиты серым цветом, а квадраты, в которых функция $f(x_1, x_2) = 0$ оставлены незакрашенными. Далее мы выполняем все те преобразования, которые описаны выше. Для каждого квадрата находим симметрично расположенный квадрат. Если оба квадрата серые, то произведение функций $f(x_1, x_2) f(-x_1, x_2) = 1$. Если хотя бы один из квадратов белый, то $f(x_1, x_2) f(-x_1, x_2) = 0$. Суммируя значения произведений функций для всех квадратов и поделив получившуюся сумму на полное число серых квадратов на поверхности листа, получаем значение степени симметричности в расположении жилок листа. В примере, приведенном на рис.3, значение числителя в выражении (1) равно 18 (справа и слева по 9

квадратов, которые при отражении взаимно совмещаются), полное число заштрихованных квадратов – 19. Степень инвариантности в данном случае равна $\eta = \frac{18}{19} \approx 0,95$.

Допустим, что нас не интересует взаимное расположение жилок листа, а важно лишь соотношение их чисел в правой и левой части листа. Тогда можно использовать более грубую аппроксимацию соответствующим заданием функции $f(x_1, x_2)$. В этом случае введем функцию $f(x_1, x_2)$ следующим образом. Во всех точках листа, расположенных справа от плоскости m , значение функции положим равным числу n_1 жилок в этой части листа. Аналогично, в точках листа, расположенных слева от плоскости m , значение функции положим равным числу n_2 жилок, расположенных в левой части листа. Тогда формула (1) может быть записана в виде

$$\eta_{\hat{g}} [f(x_1, x_2, x_3)] = \frac{2n_1 n_2}{n_1^2 + n_2^2}. \quad (3)$$

Для листа, показанного на рис.3, число жилок слева и справа одинаково, следовательно, рассматриваемая степень их инвариантности равна 1.

В некоторых случаях показателем степени инвариантности может служить, например, общая длина всех жилок справа по сравнению с такой же длиной всех прожилок слева. Определим функцию $L(x_1, x_2)$ таким образом, что она принимает значение 1 в точках, лежащих на жилках, и равна нулю во всех остальных точках. Суммарная длина жилок по одну сторону плоскости m равна

$$l_1 = \sum_{\text{по прожилкам}} \int L(x_1, x_2) dl \quad (4)$$

Аналогично рассчитывается суммарная длина l_2 всех прожилок листа по другую сторону от плоскости m . Тогда аналогично (3) можно записать

$$\eta_{\hat{g}} [f(x_1, x_2, x_3)] = \frac{2l_1 l_2}{l_1^2 + l_2^2} \quad (5)$$

Таким образом, определяя соответствующим образом функцию $f(x_1, x_2, x_3)$, входящую в определение степени инвариантности (1), а также соответствующий оператор преобразования \hat{g} , можно определять степень инвариантности любой биологической системы относительно любых изометрических преобразований.

Если $\eta_{\hat{g}}[f(x_1x_2x_3)]$ является мерой степени симметрии объекта, то величина

$1-\eta_{\hat{g}}[f(x_1x_2x_3)]$ отражает степень асимметрии. Следует подчеркнуть, что предлагаемый подход дает возможность оценить симметрию (асимметрию) с любой степенью подробности, поскольку учитывает не только альтернативное (пенетрантность), но и непрерывное (экспрессивность) варьирование признаков. Применение предлагаемого подхода для оценки флуктуирующей асимметрии биоиндикаторов, характерных для наземных и водных экосистем (амфибий, млекопитающих, насекомых, растений) показало его перспективность. Так, например, значение флуктуирующей асимметрии в выборке из популяции рыжей полевки *Clethrionomus glareolus*, обитающей в государственном природном заповеднике «Керженский», оцененное по крениологическим признакам, составило $0,114 \pm 0,027$. Для зеленых лягушек *Rana esculenta* эта же величина составила $0,048 \pm 0,018$.

Таким образом, применение нормированных сверток функций для оценки степени симметричности биологических объектов позволяет сопоставить данные, полученные с помощью тест организмов в универсальном диапазоне (0÷1), что делает последующую квалиметрическую оценку качества среды обитания более корректной.

Литература

1. Шубников А.В., Копцик В.А. Симметрия в науке и искусстве. Наука, М. 1972. – 339 С.
2. Гиляров М.С. О функциональном значении симметрии организмов// Зоологический журнал, 1944, т.23. вып.5. С.213-215.
3. Марченко А.О. Реализация морфогенетического потенциала растительных организмов: калибровочный подход // Журнал общ. биологии, 1999, т.60. №6. С.654-666.
4. Захаров В.М. Асимметрия животных. М.: Наука, 1987. 213с.
5. Шварц. Математические методы для физических наук. М. Мир, 1965. 412с.
6. Чупрунов Е.В., Солдатов Е.А., Тархова Т.Н. О количественных оценках симметричности кристаллических структур. // Кристаллография, - 1988. – Т.33, N3. –С.759 – 761.

СОДЕРЖАНИЕ

Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” 3

**РЕШЕНИЕ ТРЕТЬЕЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ
ФИЗИКИ)..... 6**

СЕКЦИЯ 1

ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА
ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА НИЖНИХ СЛОЕВ
АТМОСФЕРЫ..... 8

Китай Ш.Д., Наумов А.П., Ошарина Н.Н., Троицкий А.В.

ФИЗИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРЕДВЕСТНИКОВ И ИНДИКАТОРОВ
ПРОГНОЗА АТМОСФЕРНЫХ КАТАСТРОФ 16

Моисеев С.С., Ерохин Н.С., Шарков Е.А.

ПЛАНЕТАРНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ТОК И СВЯЗАННЫЕ С НИМ
ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ 25

Ковтюх А.С.

К ПРОБЛЕМЕ ЛОКАЛЬНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
ПРИ ПУСКАХ РАКЕТ-НОСИТЕЛЕЙ 32

Дмитриев А.Н.¹, Робертус Ю.В.², Шитов А.В.³

ВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ХАРАКТЕРИСТИК F-РАССЕЯНИЯ
СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ 42

Выборнов Ф.И., Крупеня Н.Д., Митякова Э.Е., Рахлин А.В.

СЕКЦИЯ 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ

РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИМВОЛЬНЫХ КОМПЬЮ-
ТЕРНЫХ МЕТОДОВ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ
МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К b-ε МОДЕЛИ 48

Носов В.Н., Подгребенков А.Л., Горелов А.М.

МЕХАНОХИМИЧЕСКИЙ РАСПАД ВОДЫ
КАК ИСТОЧНИК КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ 54

Селивановский Д.А., Диденкулов И.Н., Домрачев Г.А., Стунжас П.А

СИСТЕМА ПУСТЫНИ–ОКЕАН — ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ АСПЕКТ 60
Селивановский Д.А., Диденкулов И.Н.

МОДЕРНИЗАЦИЯ АППАРАТУРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА 66
Синицын А.В. Аксенов В.Н. Андреев Е. Г.

СЕКЦИЯ 4

БИОФИЗИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ

РОЛЬ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ЖИЗНИ РЫБ 72
Долгополова Е.Н.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МЕТОДОВ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ 84
Кукушкин А.К., Бадретдинов Д.З., Кузнецова С.А.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ЛАЗЕРНОЙ ДЕСТРУКЦИИ ДНК 91
Кучеренко М.Г., Степанов В.И., Жолудь А.А.

БИОТЕСТИРОВАНИЕ КАК МЕТОД МОНИТОРИНГА ПОЧВ УРБАНИЗИРОВАННЫХ ЗОН 101
Лошкарев В.А., Переверзев А.М., Шаповалрва Л.П.

ВЛИЯНИЕ ОКИСЛИТЕЛЬНО-ВОССТАНОВИТЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА СРЕДЫ НА РОСТ КОРНЕЙ И КОРНЕВЫХ ВОЛОСКОВ ТРАДЕСКАНЦИИ ЗЕЛЕННОЙ. 107
Петрушанко И.Ю., Лобышев В.И.

СЕКЦИЯ 5

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЙ ПРЕСНЫХ ВОДОЕМОВ ПРИ РАДИОЗОНДИРОВАНИИ ЛЕДЯНЫХ ПОКРОВОВ. 114
Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Истомина А.С., Цыренжапов С.В.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ САМОЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ 117
Лебедев Н.Е., Станичный С.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ И ГИДРОХИМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЦЕЛЯХ МОНИТОРИНГА МОРСКИХ ВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ 127
Лукьянов Ю.С., Цыцарин А.Г., Сухинов А.Г.*

ПОИСК МЕТОДОВ И СРЕДСТВ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО
МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ 135
Науменко В.И., Назарова Е.В.

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ
АЭРОЗОЛЬНЫХ СЛОЁВ 137
Пузанов Ю.В.

ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМЫ РАДИАЦИОННОГО МОНИТОРИНГА
В ГУСТОНАСЕЛЕННОМ РАЙОНЕ 143
Пузанов Ю.В., Ожован М.И., Соболев И.А.

ФРТ, РАЗРЕШАЮЩАЯ ФУНКЦИЯ, ФАКТОР ШУМА
И ВЕЛИЧИНА ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШЕНИЯ 150
Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е.

СЕКЦИЯ 6

ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ЭКОЛОГИЧЕСКИ БЕЗОПАСНЫЙ МЕТОД КОНДЕНСАЦИИ ВЛАГИ ИЗ
АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА 162
Алексеев В.В., Рустамов Н.А.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭМИТТЕРА ВТОРИЧНО-
ЭМИССИОННОГО РАДИОИЗОТОПНОГО ИСТОЧНИКА ТОКА 169
Балбанов В.М., Ерохин Н.С., Карась В.И., Моисеев С.С., Панков В.М.

РАДИАЦИОННО - ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЗОЛОШЛАКОВЫХ
ОТХОДОВ 178
Дмитриев И.А., Матухин В.Л., Матухин Е.Л.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕК-
ТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ПЕРЕРАБОТКИ НЕФТЕШЛАМОВ 182
Саяхов Ф.Л., Паймурзина Н.Х., Черепанов А.Н., Суфьянов Р.Р.

МЕТОДЫ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ
СИММЕТРИЧНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ЦЕЛЕЙ
БИОМОНИТОРИНГА 186
Чупрунов Е.В., Гелашвили Д.Б., Радаев А.А.